

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

LAGRANGE Jean-Marie

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des isotopes pairs de TELLURE.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 2/3/70 devant la Commission d'examen.

M. TEILLAC
Mme MARTY
M. ARVIEU
Mme MATHIEU-FARAGGI
Melle ALBOUY

Président

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

LAGRANGE Jean-Marie

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des isotopes pairs de TELLURE.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 2/3/70 devant la Commission d'examen.

M.	TEILLAC	Président
Mme	MARTY	}
M.	ARVIEU	
Mme	MATHIEU-FARAGGI	
Melle	ALBOUY	

Examineurs

2323AT



J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur J. Teillac qui m'a accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et qui a manifesté un intérêt constant et bienveillant pour cette étude.

Mademoiselle G. Albouy m'a toujours guidé de ses précieuses directives et stimulé au cours de ces recherches auxquelles elle a apporté une contribution efficace. Je l'en remercie très vivement.

Une grande partie de ces résultats est le fruit d'un travail d'équipe ; c'est pourquoi, il m'est agréable de remercier chaleureusement pour leur collaboration dévouée et efficace Michèle Pautrat, Nina Poffé ainsi que Henri Sergolle et Jean Vanhorenbeeck qui, de plus, par de nombreuses discussions, m'ont aidé dans l'interprétation des résultats et la rédaction de ce mémoire.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur R. Arvieu, à Monsieur le Professeur G. Alaga ainsi qu'à MM. X. Campi-Benet, R. Lombard, Mme V. Lopac et M. J. Touchard pour les fructueuses discussions que j'ai eues avec eux au cours de ce travail, et les calculs dans les tellures qu'ils ont eu la bienveillance d'effectuer.

Je tiens à associer à ces remerciements toutes les personnes de l'Institut sans l'aide desquelles ces recherches n'auraient pu être menées à bien et tout particulièrement, MM. L. Marcus, A. Barbier et R. Gacougnolle, pour les excellents détecteurs au germanium dont ils m'ont fait bénéficier ; M. J.C. David du service d'électronique physique du laboratoire pour les très bons préamplificateurs à bas bruit de fond qu'il a mis au point ; MM. J. Obert et J. Fournet, qui ont effectué avec dévouement et efficacité de nombreuses séparations isotopiques ; ainsi que les équipes du Cyclotron à Energie Variable et du Synchrocyclotron pour leur concours dévoué et amical.

Je remercie également tous ceux qui, avec beaucoup de patience, ont participé aux fastidieux travaux d'édition en particulier Mmes S. Schuhl et M. Thiebauld, ainsi que Melle M. Paré et toutes les personnes de son service.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551501_0038

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

PREMIERE PARTIE : ETUDE DES ISOTOPES PAIRS DU TELLURE PAR EXCITATION COULOMBIENNE

I - ASPECT THEORIQUE

I.1 - EXCITATION COULOMBIENNE : CALCUL AU PREMIER ORDRE	1
I.2 - DETERMINATION DES $B(E\lambda)$	4
I.2.1 - Mesures absolues ; cas d'une cible mince	4
I.2.2 - Mesures absolues ; cas d'une cible épaisse	4
I.2.3 - Mesures relatives	6
I.3 - IMPORTANCE DES TERMES D'EXCITATION MULTIPLE	7
I.3.1 - Calculs au second ordre	7
I.3.2 - Application au premier niveau 2+	9
I.3.3 - Application aux niveaux 2 ⁺ et 4+	9
I.4 - EXCITATION DE NIVEAUX VIBRATIONNELS	10

II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL	12
II.2 - CIBLES	12
II.3 - INFLUENCE DE L'ANGLE DE DETECTION : CORRELATIONS ANGULAIRES IONS LOURDS - γ	15
II.4 - INFLUENCE DE L'ENERGIE DU FAISCEAU : EFFETS NUCLEAIRES	16

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS EN EXCITATION COULOMBIENNE

III.1 - PREMIER NIVEAU 2+	19
III.1.1 - Mesures absolues, premier niveau 2+ dans l'isotope 130 du TELLURE	19
III.1.2 - Mesures relatives, premier niveau 2+ dans les isotopes 122, 124, 126 et 128 du TELLURE	19
III.2 - MESURES ABSOLUES, PREMIER NIVEAU 3- DANS LES ISOTOPES 126 ET 130 DU TELLURE	21
III.3 - SPECTRES DE COINCIDENCES OBTENUS EN EXCITATION COULOMBIENNE MULTIPLE DANS LES ISOTOPES 126 ET 130 DU TELLURE	23
III.3.1 - TELLURE 126	23
III.3.2 - TELLURE 130	24
III.4 - PROBABILITES D'EXCITATION ET PROBABILITES REDUITES DE TRANSITION OBTENUES PAR EXCITATION COULOMBIENNE MULTIPLE	24
III.4.1 - TELLURE 126 : niveau de 1425 KeV (2+)	25
III.4.2 - TELLURE 130 : niveau de 1590 KeV (4+)	28
III.4.3 - TELLURE 130 : niveau de 1760 KeV (2+) et 1880 KeV (2+)	28

DEUXIEME PARTIE : ETUDE DES ISOTOPES PAIRS DU TELLURE PAR DES METHODES DE SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE

I - TECHNIQUES EXPERIMENTALES	30
I.1 - PREPARATION DES SOURCES RADIOACTIVES	30
I.1.1 - Préparation des sources radioactives d'iode. Séparation iode-tellure	30
I.1.2 - Préparation des sources radioactives de ^{122}Xe . Séparation iode-xénon	30
I.1.3 - Préparation des sources radioactives d'antimoine	31
I.2 - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	31
I.2.1 - Détecteur au germanium compensé au lithium	31
I.2.2 - Circuit de coïncidences $\gamma\gamma$ multivoies	31
II - RESULTATS EXPERIMENTAUX	33
II.1 - ETUDE DU SCHEMA DE NIVEAUX DU TELLURE 124	33
II.1.1 - Etude de la désintégration $^{124}\text{Sb}(3-) \xrightarrow{\beta^-; 60\text{j}} ^{124}\text{Te}$	33
II.1.2 - Etude de la désintégration $^{124}\text{I}(2-) \xrightarrow{\beta^+ \text{ et C.E.}; 4,2\text{j}} ^{124}\text{Te}$	35
II.1.2.a - Spectre des rayonnements γ émis au cours de la désintégration	35
II.1.2.b - Spectres de coïncidences $\gamma\gamma$	37
II.1.2.c - Schéma de désintégration de $^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	42
II.1.2.d - Spin et parité des niveaux	45
II.1.2.e - Probabilités réduites de transition dipolaire électrique	47
II.2 - ETUDE DU SCHEMA DE NIVEAUX DE TELLURE 122	48
II.2.1 - Etude de la désintégration $^{122}\text{Sb}(2-) \xrightarrow{\beta^-; 2,8\text{j}} ^{122}\text{Te}$	49
II.2.2 - Etude de la désintégration $^{122}\text{I}(1+) \xrightarrow{\beta^+, \text{C.E.}; 3,63\text{mn}} ^{122}\text{Te}$	51
II.2.2.a - Spectre des rayonnements γ émis au cours de la désintégration	52
II.2.2.b - Spectres de coïncidences $\gamma\gamma$	55
II.2.2.c - Schéma de désintégration de $^{122}\text{I} \rightarrow ^{122}\text{Te}$. Spin et parité des niveaux	55
II.3 - ETUDE DU SCHEMA DE NIVEAUX DU TELLURE 120	57
II.3.1 - Etude de la désintégration $^{120}\text{I} \xrightarrow{\beta^+; \text{C.E.}} ^{120}\text{Te}$	57
II.3.1.a - Spectre des rayonnements γ émis au cours de la désintégration	58
II.3.1.b - Spectre de coïncidences $\gamma\gamma$	58
II.3.1.c - Schéma de désintégration de $^{120}\text{gI} \rightarrow ^{120}\text{Te}$. Spin et parité des niveaux	61
II.3.1.d - Schéma de désintégration de $^{120}\text{mI} \rightarrow ^{120}\text{Te}$. Spin et parité des niveaux	64
II.4 - ETUDE DU SCHEMA DE NIVEAUX DU TELLURE 118	64
II.4.1 - Etude de la désintégration $^{118}\text{I} \xrightarrow{\beta^+, \text{C.E.}} ^{118}\text{Te}$	64

TROISIEME PARTIE : INTERPRETATION ET DISCUSSION DES RESULTATS

I - ASPECTS THEORIQUES	68
I.1 - CALCULS MICROSCOPIQUES	68
I.1.1 - Interaction à courte portée et énergies de quasi-particules	68
I.1.2 - Interaction à longue portée	70
I.1.3 - Recherche des états collectifs	71
I.1.4 - Probabilités réduites de transitions électromagnétiques	72
I.1.5 - Probabilités réduites de transition $2^+ \rightarrow 0^+$	73
I.2 - MODELE SEMI-MICROSCOPIQUE	73
I.2.1 - Vibrations harmoniques du coeur	74
I.2.2 - Couplage coeur-particules	75
I.2.3 - Opérateurs multipolaires	76
I.2.4 - Moments dynamiques et statiques	76
II - DISCUSSION DES RESULTATS	
II.1 - PREMIERS NIVEAUX 2^+ et 3^-	78
II.1.1 - Paramètres utilisés dans les calculs théoriques	78
II.1.2 - Caractéristiques expérimentales des niveaux 2^+ et 3^- dans les isotopes du cadmium, de l'étain et du tellure	79
II.1.3 - Energie du premier niveau 2^+ et des niveaux 3^-	80
II.1.4 - Probabilités de transition $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ et $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-)$	83
II.1.5 - Autres niveaux possédant une parité négative	84
II.2 - NIVEAUX DE BASSE ENERGIE ($E \leq 2$ MeV) ET POSSEDANT UNE PARITE POSITIVE	86
II.2.1 - Calculs théoriques et paramètres utilisés	86
II.2.2 - Niveaux $2^+, 4_1^+, 0^+$ correspondant au multiplet du deuxième phonon	86
II.2.3 - Niveaux pouvant correspondre au multiplet du troisième phonon	94
II.2.4 - Niveau 8^+	95
II.2.5 - Niveaux de basse énergie ne présentant pas un caractère vibrationnel	95
CONCLUSION	96
BIBLIOGRAPHIE	97

INTRODUCTION

Les isotopes pairs du TELLURE ont été longtemps considérés comme des noyaux sphériques. Cette idée reposait sur les observations suivantes, qui s'accordent avec les prévisions du modèle "vibrationnel" :

- a) Les premiers niveaux excités : 2^+ , 4^+ , $2'^+$, présentent un caractère collectif.
- b) Le rapport des probabilités de transition

$$\frac{B(E2, 2'^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)}$$

est voisin de la valeur 2, prévue par ce modèle. Il en est de même des rapports d'énergie :

$$\frac{E(4^+)}{E(2^+)} \quad , \quad \frac{E(2'^+)}{E(2^+)} \quad , \quad \frac{E(0'^+)}{E(2^+)} \quad .$$

Par contre ce modèle ne pouvait expliquer certaines propriétés telles que :

- a) La valeur non nulle de l'intensité de la transition : $2'^+ \rightarrow 0^+$.
- b) La valeur non nulle de la composante dipolaire magnétique de la transition : $2'^+ \rightarrow 2^+$.
- c) Le rapport des probabilités de transition :

$$\frac{B(E2, 4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)}$$

assez éloigné de la valeur théorique 2.

Toutefois les résultats expérimentaux relatifs aux isotopes pairs du tellure concernaient seulement, il y a quelques années, les premiers niveaux excités des noyaux de masse comprise entre 122 et 130. Nous avons entrepris un ensemble d'expériences sur ces mêmes noyaux, ainsi que sur les isotopes de masse 118 et 120, en utilisant deux méthodes.

A partir de l'étude par radioactivité des isobares d'IODE ou d'ANTIMOINE correspondant, nous avons construit les schémas de niveaux des isotopes déficients en neutrons, jusque là inconnus ($A = 118$ et 120), et mis en évidence de nombreux états d'énergie comprise entre 1,5 et 3 MeV dans les noyaux, déjà partiellement connus ($A = 122$ et 124). L'utilisation de détecteurs solides au germanium s'est avérée indispensable pour l'interprétation des spectres très complexes associés à ces désintégrations.

L'excitation coulombienne à l'aide d'ions lourds a permis de déterminer les probabilités de transition de niveaux dont l'énergie s'étend jusqu'à 2,7 MeV dans le cas du ^{130}Te . En ce qui concerne le premier niveau 3^- , aucune mesure de ce type n'avait été effectuée en excitation coulombienne dans les tellures.

Les propriétés déduites de ces mesures sont comparées d'une part à celles des noyaux voisins et d'autre part aux prévisions de calculs récemment élaborés.

Les écarts par rapport aux prévisions du modèle "vibrationnel" peuvent s'interpréter en faisant appel à une description développée par G. Alaga et V. Lopac. Les deux protons hors du coeur ($Z=50$) sont couplés dans ce cas à un "coeur vibrationnel" d'étain, - $\{15\}$ - $\{104\}$. Si, sur le plan microscopique, les protons de valence sont décrits de manière satisfaisante par ce modèle, il n'en est pas de même des neutrons qui sont tous considérés comme faisant partie du coeur : ceci constitue une des limites de validité de cette description. En conséquence, nous

avons restreint la comparaison quantitative entre l'expérience et la théorie aux niveaux de basse énergie ($E \lesssim 2$ MeV), niveaux pour lesquels les configurations neutrons à deux quasi-particules peuvent être négligées. Enfin, ce modèle ne rend pas compte des niveaux de parité négative dus à la présence de la couche $h\ 11/2$.

Par contre, le modèle microscopique utilisant une force à courte portée (pairing) et une force à longue portée (quadrupolaire ou octupolaire) pour traiter l'interaction résiduelle nucléon-nucléon, donne une bonne description du premier niveau 2^+ et des niveaux octupolaires 3^- . Dans ce cadre, L.S. Kisslinger et R.A. Sorensen ont pu proposer en 1963 une interprétation des caractéristiques du premier niveau 2^+ pour tous les noyaux pairs non déformés, ainsi qu'une interprétation qualitative de l'intensité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$, - {28}. Plus récemment, C.J. Veje ainsi que R.J. Lombard et X. Campi-Benet ont rendu compte des excitations collectives octupolaires ($\lambda = 3$) dans les mêmes noyaux, - {14} - {29}.

x
x x

La première partie de ce travail est consacrée aux expériences d'excitation coulombienne effectuées, auprès du Cyclotron à Energie Variable du laboratoire, sur les isotopes pairs du TELLURE de masse comprise entre 122 et 130. Nous rappelons d'abord le formalisme proposé par K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson et A. Winther pour décrire les excitations électromagnétiques induites dans les noyaux-cibles par le champ coulombien projectile-cible, variable au cours du temps. Ensuite, après avoir exposé les méthodes et techniques expérimentales utilisées ainsi que les difficultés inhérentes à ce genre d'expérience, nous présentons les résultats obtenus ; ils fournissent de nombreux renseignements quantitatifs sur les excitations quadrupolaires et octupolaires dans ces noyaux.

Dans la deuxième partie, nous présentons les résultats obtenus par des méthodes classiques en spectroscopie nucléaire, pour les isotopes du TELLURE de masse 118, 120, 122 et 124. La détermination précise de l'énergie des transitions γ et l'étude des spectres de coïncidences γ - γ à l'aide d'un circuit multivoies comportant un cristal NaI et un détecteur au germanium, ont permis de classer la plupart des nombreuses transitions observées et de proposer des schémas pour les isotopes 120, 122 et 124 comportant une grande densité de niveaux. Seul un schéma de niveau partiel a pu être proposé pour le ^{118}Te en raison de la faible valeur de la période de ^{118}I .

Dans la troisième partie de ce travail, nous dégageons les principales caractéristiques des calculs théoriques effectués sur les noyaux pairs non déformés ; nous analysons séparément les calculs microscopiques qui permettent de rendre compte des excitations collectives quadrupolaires et octupolaires, et les calculs semi-microscopiques (couplage intermédiaire coeur-particules) qui sont capables de donner une bonne description des niveaux jusqu'à une énergie de 2 MeV environ. Les résultats quantitatifs obtenus soit en excitation coulombienne (probabilités de transition quadrupolaire et octupolaire électrique) soit par des méthodes de spectroscopie nucléaire (énergie, moment angulaire total, parité, mode de désexcitation des niveaux), sont ensuite comparés aux prévisions théoriques proposées par ces deux types de modèles.

PREMIERE PARTIE

--

ETUDE DES ISOTOPES PAIRS DU TELLURE
PAR EXCITATION COULOMBIENNE

I - A S P E C T T H E O R I Q U E

I.1 - EXCITATION COULOMBIENNE : CALCUL AU PREMIER ORDRE

Lorsqu'une particule de charge Z_1e , de masse A_1 , s'approche du voisinage d'un noyau-cible de charge Z_2e , de masse A_2 , la trajectoire se trouve déviée par l'action des forces dues au champ coulombien. Si l'énergie de l'ion incident est faible devant l'énergie de la barrière coulombienne, il est diffusé élastiquement et sa trajectoire se calcule suivant la loi de Rutherford ; lorsque l'énergie de l'ion incident est voisine de celle de la barrière, et si l'on suppose que la distance minimale d'approche reste suffisamment élevée pour que les forces nucléaires entre les deux particules ne puissent intervenir, la seule perturbation apportée à la trajectoire est due à une perte d'énergie de l'ion incident, qui fait passer le noyau-cible de l'état fondamental à un état excité. Cette excitation coulombienne est due, en fait, au champ électromagnétique, variable au cours du temps, créé par le mouvement relatif des deux particules.

Nous pouvons définir un paramètre : η ,

$$\eta = \frac{a}{\lambda},$$

$$a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 v^2}, \quad \text{est la demi-distance d'approche dans le cas d'un choc central,}$$

λ , est la longueur d'onde réduite associée à la particule incidente.

Dans le cas envisagé plus haut, η est très grand devant l'unité ; cette condition s'est toujours trouvée réalisée pour nos expériences : $\eta \approx 30$.

Nous supposons également que l'orbite de la particule incidente n'est pas perturbée de façon appréciable par l'excitation du noyau cible ($\frac{\Delta E}{E} \ll 1$). La section efficace d'excitation du noyau-cible peut alors s'écrire, {19}

$$d\sigma_{\text{excit. coul.}} = P \cdot d\sigma_{\text{Ruth.}} \quad (1)$$

$d\sigma_{\text{Ruth.}}$ est la section efficace de diffusion coulombienne,

P est la probabilité que le noyau cible passe de l'état $|i\rangle$ à l'état $|f\rangle$ au cours de la collision dans laquelle le projectile est diffusé à l'angle ϑ , (fig. 1a et 1b).

La probabilité P peut être exprimée en fonction de l'amplitude de transition $b_{i.f.}$:

$$P = \frac{d\sigma_{\text{excit. coul.}}}{d\sigma_{\text{Ruth.}}} = \frac{1}{2I_i + 1} \cdot \sum_{M_i, M_f} |b_{i.f.}|^2 \quad (2)$$

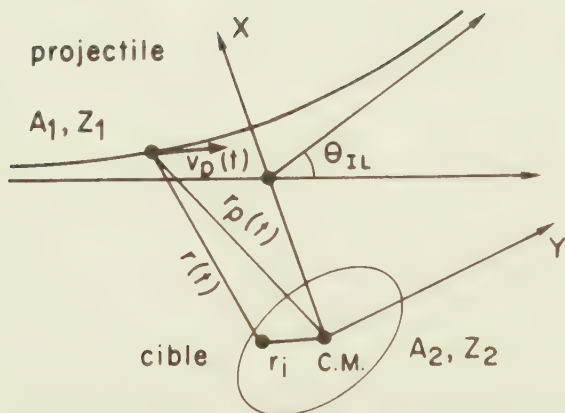
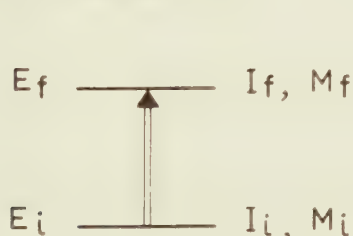


Figure 1a - Description classique de la trajectoire du projectile (A_1, Z_1) dans le champ coulombien du noyau cible (A_2, Z_2).

Au premier ordre de la théorie des perturbations dépendant du temps, on peut exprimer l'amplitude de transition de la manière suivante, [19] :

$$b_{i.f.}^{(1)} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f | \mathcal{H}_{\text{int.}}(t) | i \rangle e^{i\xi \frac{t}{\tau}} dt \quad (3)$$

Dans cette expression :



- $\xi = \frac{E_f - E_i}{\hbar} \cdot \tau$, est le paramètre d'adiabaticité,

- $\tau = \frac{a}{v}$, est le temps de collision,

- $\Delta E = E_f - E_i$, est l'énergie transférée au cours de la collision, (fig. 1b),

- $\mathcal{H}_{\text{int.}}(t)$, est l'Hamiltonien d'interaction.

- Figure 1 b -

Lorsque $\xi \rightarrow \infty$, la collision s'effectue sans transfert d'énergie (collision adiabatique). Dans tous les autres cas, le transfert d'énergie est possible, mais la probabilité d'excitation du noyau-cible est d'autant plus grande que ξ est petit. Pour les expériences rapportées ultérieurement, ξ est compris entre 0,25 et 1,2.

L'Hamiltonien décrivant la diffusion d'un projectile de vitesse v , de charge Z_1e , supposé sans structure interne, par un noyau-cible de charge Z_2e , peut s'écrire :

$$H = T_{\text{cin.}} + H_{\text{cible}} + \sum_{i=1}^{Z_2} \frac{Z_1 e^2}{|\vec{r}_p(t) - \vec{r}_i|} \quad \text{avec } \beta = \frac{v}{c} \ll 1$$

- H_{cible} est l'Hamiltonien du noyau-cible,

- $r_p(t)$ est la distance entre le centre de masse du projectile et celui du noyau-cible,

- r_i est la distance entre un proton du noyau-cible et le centre de masse de celui-ci.

On peut écrire l'Hamiltonien en séparant le terme d'interaction entre les centres de masses qui décrit la diffusion, du terme qui décrit l'excitation :

$$H = \underbrace{T_p + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_p(t)}}_{H_0(t)} + H_{\text{cible}} + \underbrace{\sum_{i=1}^{Z_2} \frac{Z_1 e^2}{|\vec{r}_p(t) - \vec{r}_i|} - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_p(t)}}_{\mathcal{H}_{\text{int.}}(t)} \quad (4)$$

- $H_0(t)$ définit le mouvement du projectile par rapport au centre de masse du noyau-cible,
- $\mathcal{H}_{\text{int.}}(t)$ définit les interactions coulombiennes responsables des excitations au sein du noyau-cible.

Si la distance entre les centres de masse $r_p(t)$ reste supérieure au rayon du noyau-cible, le développement en multipôles de Newman se limite aux termes suivants :

$$\mathcal{H}_{\text{int.}}(t) = 4\pi Z_1 e \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\mu=+\lambda} \underbrace{\frac{1}{2\lambda+1} r_p^{-\lambda-1} Y_{\lambda,\mu}(\theta_p(t), \phi_p(t))}_{\text{terme de trajectoire dépendant du temps}} \left[\sum_{i=1}^{i=Z_2} e r_i^{\lambda} Y_{\lambda,\mu}(\theta_i, \phi_i) \right]^* \quad (5)$$

$\mathcal{M}_{(\lambda,\mu)}^*(E_{\lambda,\mu})$

Le potentiel d'interaction se sépare en deux termes : un terme de trajectoire, dépendant du temps, et un terme nucléaire, indépendant du temps, qui est l'opérateur multipolaire électrique $\mathcal{M}_{(\lambda,\mu)}(E_{\lambda,\mu})$. Il en est de même pour l'amplitude de transition :

$$b_{i.f.}^{(1)} = \frac{4\pi Z_1 e}{i\hbar} \sum_{\lambda,\mu} \frac{1}{2\lambda+1} \underbrace{\langle I_i, M_i | \mathcal{M}_{(\lambda,\mu)}(E_{\lambda,\mu}) | I_f, M_f \rangle}_{\text{terme nucléaire}} \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} r_p^{-\lambda-1} Y_{\lambda,\mu}(\theta_p(t), \phi_p(t)) e^{i \frac{\Delta E}{\hbar} t} dt}_{\text{terme trajectoire}} \quad (6)$$

$S_E(\lambda, \mu)$

La formule ci-dessus met en évidence la probabilité de transition réduite donnée par la relation suivante :

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \sum_{M_i, M_f} | \langle I_i, M_i | \mathcal{M}_{(\lambda,\mu)}(E_{\lambda,\mu}) | I_f, M_f \rangle |^2$$

Les valeurs de $S_E(\lambda, \mu)$ sont tabulées - {19} .

I.2 - DETERMINATION DES $B(E\lambda)$

I.2.1 - MESURES ABSOLUES, CAS D'UNE CIBLE MINCE

L'amplitude de transition étant reliée à $B(E\lambda)$, (formule 6), on peut obtenir la relation entre la probabilité P d'exciter le noyau (relation 2) et la probabilité de transition réduite, $B(E\lambda)$:

$$d\sigma_{\text{excit.coul.}} = P d\sigma_{\text{Ruth.}} = C_{E\lambda} \cdot E_{\text{MeV}}^{2\lambda-3} \cdot \left(1 - \frac{\Delta E'}{E}\right)^{\lambda-1} \cdot B(E\lambda) \cdot df_{E\lambda}(\eta_i, \xi) \quad (7)$$

avec : $\Delta E' = \left(1 + \frac{A_1}{A_2}\right) \Delta E$.

Les valeurs numériques de la fonction $df_{E\lambda}(\eta_i, \xi)$ ainsi que les valeurs de $C_{E\lambda}$ sont données dans la référence - {19}.

La probabilité P , déterminée expérimentalement à l'aide du dispositif indiqué sur la figure 4 (page 13), est donnée par la formule (8) :

$$P = \frac{N_C}{(\epsilon\Omega)_\gamma N_{IL}} \quad (8)$$

- N_C est le nombre de coïncidences ions lourds - γ ,

- N_{IL} est le nombre d'ions lourds rétrodiffusés à 180° , et détectés par la jonction annulaire, (fig.4);

- $(\epsilon, \Omega)_\gamma$ est l'efficacité absolue du détecteur γ .

Ainsi la valeur absolue de la probabilité de transition $B(E\lambda)$ est déterminée à partir des relations (7) et (8), sans qu'il soit nécessaire de connaître l'intensité du faisceau ni l'épaisseur de cible, pourvu que celle-ci soit faible devant le parcours des ions lourds. De même, l'efficacité du détecteur d'ions lourds n'intervient pas dans la relation (8).

I.2.2 - MESURES ABSOLUES, CAS D'UNE CIBLE EPAISSE

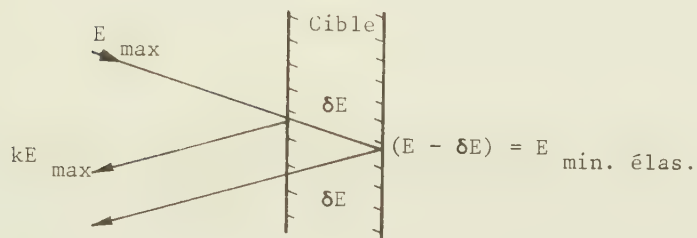
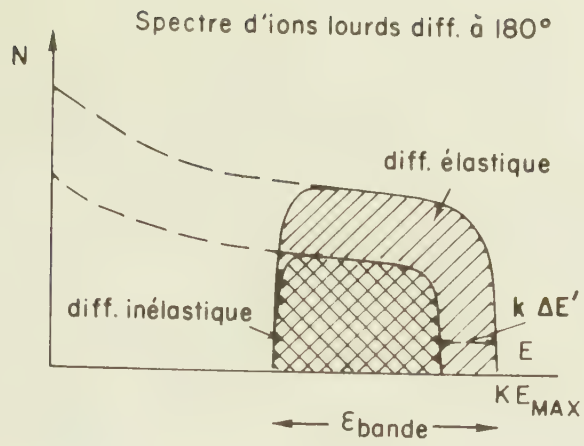
Nous intégrons alors séparément sur l'épaisseur de cible utile les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique (formule 9) :

$$P = \frac{\int_{E_{\text{MIN. INELAS.}}}^{E_{\text{MAX.}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{excit. coul.}} \cdot \left(\frac{ds}{dE}\right) \cdot dE}{\int_{E_{\text{MIN. ELAS.}}}^{E_{\text{MAX.}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth.}} \cdot \left(\frac{ds}{dE}\right) \cdot dE} \quad (9)$$

- dE/ds est le pouvoir d'arrêt de la cible ; dans la pratique il est supposé constant, compte-tenu du faible intervalle d'énergie considéré,

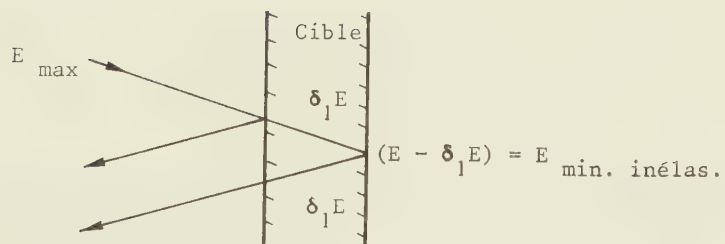
- $E_{\text{MAX.}}$ est l'énergie du faisceau incident,

- $E_{\text{MIN. ELAS.}} = E_{\text{MAX.}} - \frac{1}{k+1} \epsilon_{\text{bande}}$, (fig. 2).



$$\left. \begin{aligned} & k(E_{\text{max}} - \delta E) - \delta E \\ & = kE_{\text{max}} - \epsilon_{\text{bande}} \end{aligned} \right\} \delta E = \frac{\epsilon_{\text{bande}}}{k+1}$$

CHOC ELASTIQUE



$$\left. \begin{aligned} & k(E_{\text{max}} - \Delta E' - \delta_1 E) - \delta_1 E \\ & = kE_{\text{max}} - \epsilon_{\text{bande}} \end{aligned} \right\} \rightarrow \delta_1 E = \frac{\epsilon_{\text{bande}} - k\Delta E}{k+1}$$

CHOC INELASTIQUE

- Figure 2 -

$$- E_{\text{MIN. INELAS.}} = E_{\text{MAX.}} - \frac{1}{k+1} (\epsilon_{\text{bande}} - k \Delta E')$$

(figure 2),

$$- k \approx \left[\frac{A_2 - A_1}{A_2 + A_1} \right]^2 ,$$

- δE est l'épaisseur de cible utile,

- $\epsilon_{\text{bande}} \approx (k+1) \delta E$ est la bande d'énergie sélectionnée par un monocanal sur la voie linéaire ions lourds.

I.2.3 - MESURES RELATIVES

Les mesures relatives sont effectuées en relevant le spectre des γ émis, détectés par un cristal de germanium compensé au lithium. Celui-ci possède un volume utile de 5 cm³. La résolution de l'ensemble de la chaîne est de 3,5 KeV sur la raie de 1,33 MeV du ⁶⁰Co. Pour ces mesures, nous avons utilisé une cible épaisse de tellure naturel sans support (fig. 8). La relation entre le nombre de particules incidentes : $Y_{\text{inc.}}$, le nombre de particules diffusées inélastiquement : $Y_{\text{inelas.}}$, et la section efficace d'excitation coulombienne $\sigma(E)$ est relativement simple - {19} :

$$\frac{Y_{\text{inelas.}}}{Y_{\text{inc.}}} = N \int_{s=0}^s \sigma(E) \cdot ds = \sigma(E_0) \cdot \frac{E_0 N}{\left(\frac{dE}{ds}\right)_{E=E_0}} \cdot \frac{\delta E_{\lambda}}{E_0}$$

(10)

avec :

$$\frac{\delta E_{\lambda}}{E_0} = \frac{\int_{\Delta E'}^{E_0} \sigma(E) \cdot \frac{ds}{dE} \cdot dE}{\sigma(E_0) \cdot E_0 \cdot \left(\frac{ds}{dE}\right)_{E=E_0}}$$

Dans la formule (10), E_0 est l'énergie du faisceau incident, N le nombre de noyaux par cm³ présents dans la cible pour l'isotope considéré. La fonction $\delta E_{\lambda}/E_0$ peut s'exprimer en utilisant comme variables $\zeta = \frac{\Delta E'}{E}$ et $\nu = 2\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2}\right)^{1/2}$. Le pouvoir

ralentisseur de la cible peut s'exprimer avec une bonne approximation, en fonction de l'énergie du faisceau, par :

$$\frac{dE}{ds} = (A \cdot E \cdot \alpha)^{-1} \quad - \text{références : \{19\} - \{88\}}$$

L'intégrand de la formule (10) a alors pour expression :

$$-\sigma(E) \cdot \left(\frac{ds}{dE}\right) \cdot dE = C_{\lambda} \cdot A \cdot \Delta E'^{2\lambda-2+\alpha} \cdot \zeta^{2-2\lambda} \cdot (1-\zeta)^{\lambda-1} \cdot B(E_{\lambda}) \cdot f(\nu, \zeta) \cdot \frac{d\zeta}{\zeta}$$

$$\sigma(E_0) \cdot E_0 \cdot \left(\frac{ds}{dE}\right)_{E_0} = C_\lambda \cdot A \cdot \Delta E^{2\lambda-2+\alpha} \cdot \zeta_0^{2-\alpha-2\lambda} \cdot (1-\zeta_0)^{\lambda-1} \cdot B(E_\lambda) \cdot f(v_0, \zeta_0)$$

$$\text{avec : } \xi = \frac{2}{v} \cdot \zeta^{1/2} \cdot \{(1-\zeta)^{1/2} - 1\} \quad \text{et} \quad \eta_i = 2 \cdot \zeta^{1/2} \cdot \frac{1}{v}$$

$$\text{Si l'on pose : } U(v, \zeta) = \zeta^{2-\alpha-2\lambda} \cdot (1-\zeta)^{\lambda-1} \cdot f_{E_\lambda}(v, \zeta),$$

$$\text{l'on obtient la valeur de la fonction } \frac{\delta E_\lambda}{E_0} :$$

$$\frac{\delta E_\lambda}{E_0} = \frac{1}{U_\lambda(v, \zeta_0)} \cdot \int_{\zeta_0}^1 U(v, \zeta) \cdot \frac{d\zeta}{\zeta} \quad \text{avec} \quad \zeta_0 = \frac{\Delta E'}{E_0}$$

A l'aide de la relation (10), il est possible de retrouver les valeurs relatives des sections efficaces $\sigma(E_0)$ pour les différents isotopes de la cible dont la composition isotopique est connue, (fig.8). Pour obtenir les valeurs absolues, des probabilités réduites de transition, il suffit alors de connaître la valeur absolue de la probabilité pour un des isotopes présents dans la cible.

I.3 - IMPORTANCE DES TERMES D'EXCITATION MULTIPLE

I.3.1 - CALCULS AU SECOND ORDRE DES PERTURBATIONS

Dans le cas où la probabilité d'excitation P n'est plus très petite devant l'unité : $P \approx 1$, la possibilité d'effectuer une deuxième interaction durant la collision n'est plus négligeable. On peut de la sorte exciter le niveau f par l'intermédiaire d'un niveau z (fig. 3a). Dans ce cas, l'amplitude de transition peut s'écrire {19} - {23} - {93} :

$$b_{i.f.}(\text{total}) = b_{i.f.}^{(1)} + \sum_z b_{i.z.f.}^{(2)} \quad (11)$$

Dans la relation (11), la sommation sur z doit être effectuée sur tous les états intermédiaires possibles, y compris l'état initial et l'état final ; $b_{i.f.}^{(1)}$ est l'amplitude de transition au premier ordre, $b_{i.z.f.}^{(2)}$ est l'amplitude de transition calculée au second ordre des perturbations, ce terme a pour expression - {19} :

$$b_{i.z.f.}^{(2)} = \frac{1}{(i\hbar)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f | \mathcal{H}(t) | z \rangle e^{i \frac{E_f - E_z}{\hbar} t} \int_{-\infty}^t \langle z | \mathcal{H}(t') | i \rangle e^{i \frac{E_z - E_i}{\hbar} t'} dt' dt \quad (12)$$

Comme précédemment, l'amplitude de transition se sépare en terme de trajectoire et terme nucléaire :

$$b_{i.z.f.}^{(2)} = \sum_{\lambda 1, \lambda 2} (\text{terme de trajectoire}) \underbrace{\langle I_i || \mathcal{M}(E\lambda) || I_z \rangle \langle I_z || \mathcal{M}(E\lambda) || I_f \rangle}_{\text{terme nucléaire}}$$

La section efficace est alors donnée par la relation :

$$\begin{aligned} d\sigma_{\text{excit.coul.}} &= \frac{1}{2I_i+1} |b_{i.f.}^{(1)}|^2 + \sum_z b_{i.z.f.}^{(2)} |^2 d\sigma_{\text{Ruth.}} \\ d\sigma_{\text{excit.coul.}} &= \{p^{(1)} + p^{(1,2)} + p^{(2)} + p^{(2,2)}\} d\sigma_{\text{Ruth.}} \end{aligned} \quad (13)$$

Ces différents termes sont représentés sur la figure 3a,

- $p^{(1)} = \frac{1}{2I_i+1} |b_{i.f.}^{(1)}|^2$ est la probabilité d'excitation du niveau au premier ordre, définie précédemment,
- $p^{(1,2)} = \frac{2}{2I_i+1} \sum_z b_{i.f.}^{(1)} \cdot b_{i.z.f.}^{(2)}$ représente les termes d'interférences entre l'excitation simple et les excitations doubles,
- $p^{(2)} = \frac{1}{2I_i+1} \sum_z |b_{i.z.f.}^{(2)}|^2$ est la probabilité d'excitation par excitation double,
- $p^{(2,2)} = \frac{1}{2I_i+1} \sum_{\substack{z, z' \\ z \neq z'}} b_{i.z.f.}^{(2)} \cdot b_{i.z'.f.}^{(2)}$ représente les termes d'interférences entre les excitations doubles.

Nous négligerons par la suite ce dernier terme, sa contribution étant extrêmement faible.

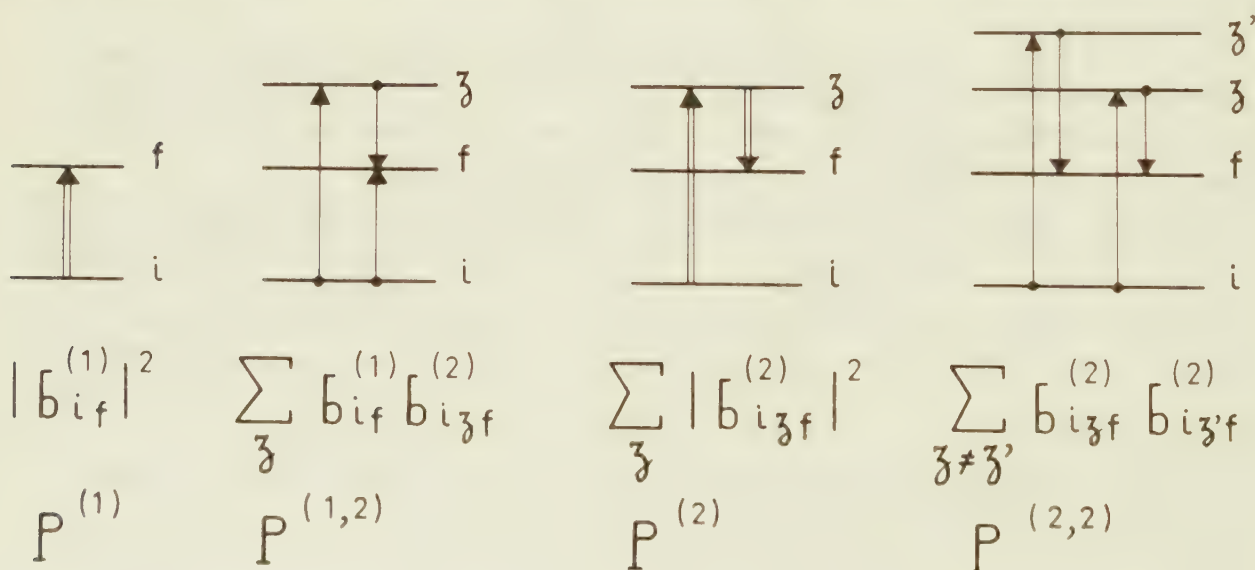
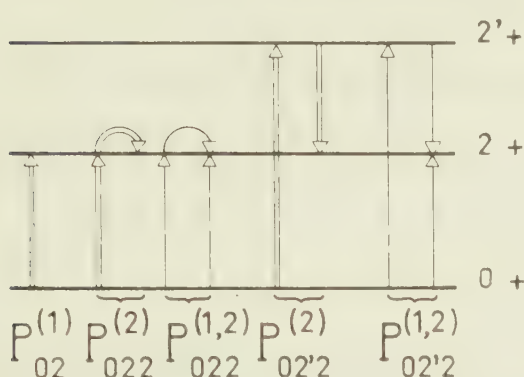


Figure 3a - Excitation coulombienne multiple, termes du second ordre.

Dans les noyaux pairs que nous avons étudiés, nous avons $i = 0+$, $z = 2+$ et $f = (2,4)+$.

I.3.2 - APPLICATION AU PREMIER NIVEAU $2+$

Les termes les plus importants sont schématisés sur la fig. 3b :



- $p_{02}^{(1)}$ est la probabilité d'excitation du niveau au premier ordre, définie précédemment,
- $p^{(1,2)} = p_{022}^{(1,2)} + p_{02'2}^{(1,2)}$ représente le terme d'interférence entre l'excitation simple et les excitations doubles (fig. 3b),
- $p^{(2)} = p_{022}^{(2)} + p_{02'2}^{(2)}$ est la probabilité d'excitation du niveau par excitations doubles.

- Figure 3 b -

Seul le terme d'interférence $p_{022}^{(1,2)}$ peut contribuer à l'excitation de façon notable. Il est directement lié à la valeur du moment quadrupolaire Q du premier niveau $2+$. Si l'on prend $Q = -0,35 \pm 0,15$ ($e \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$) pour ^{126}Te {11}, on peut calculer ce terme, dans le cas de nos expériences à 48 MeV, avec une cible mince :

$$p_{022}^{(1,2)} \approx 7 \cdot 10^{-2} p_{02}^{(1)}.$$

Avec la même valeur de Q , le calcul des termes $p_{022}^{(2)}$ et $p_{02'2}^{(1,2)}$ fournit les résultats suivants :

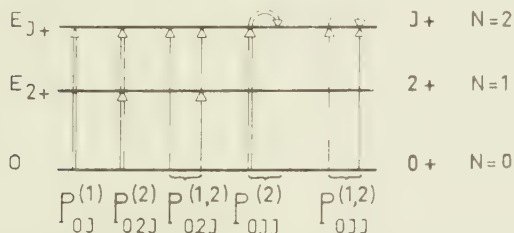
$$p_{022}^{(2)} = 1 \cdot 10^{-2} p_{02}^{(1)}$$

$$p_{02'2}^{(1,2)} = 5 \cdot 10^{-2} p_{022}^{(1,2)} \approx 0,35 \cdot 10^{-2} p_{02}^{(1)}$$

Le terme $p_{02'2}^{(2)}$, très inférieur à $p_{02'2}^{(1,2)}$ est également négligeable.

I.3.3 - APPLICATION AUX NIVEAUX $2'+$ ET $4+$

La figure 3c montre les processus d'excitation les plus importants pouvant aboutir au niveau $J+$. La section efficace est donnée par la formule (13) ,



- $p^{(1)} = p_{0J}^{(1)}$
- $p^{(1,2)} = p_{0JJ}^{(1,2)} + p_{02J}^{(1,2)}$
- $p^{(2)} = p_{0JJ}^{(2)} + p_{02J}^{(2)}$

- Figure 3 c -

Dans le cas où J possède la valeur 0 ou 4, seul le terme $P_{02J}^{(2)}$ est différent de zéro. Ce terme est défini par la relation suivante {22} :

$$d\sigma_{02J}^{(2)} = P_{02J}^{(2)} d\sigma_{\text{Ruth.}} = \left(\frac{Z_1 e^4}{\hbar v} \right) a^{-6} B(E2, 0 \rightarrow +2) \cdot B(E2, 2 \rightarrow J) \cdot dF(\xi_{02}, \xi_{2J}, J, \theta_{IL}) \quad (14)$$

La fonction $dF(\xi_1, \xi_2, J, \theta_{IL})$ est une fonction numérique tabulée {22}. Le terme $P_{02J}^{(1,2)}$, avec $J = +2$, est identiquement nul si : $E(2^+) = 2E(2^-)$, ce qui est pratiquement le cas pour les noyaux étudiés - {19} - {22}.

I.4 - EXCITATION DE NIVEAUX VIBRATIONNELS

Les isotopes du tellure possèdent de nombreuses caractéristiques d'un noyau vibrationnel. Il est par conséquent normal de comparer les sections efficaces obtenues avec celles prévues par le modèle à phonons. Dans ce cas, la distribution des probabilités d'excitation P_N des différents niveaux ayant un nombre quantique principal N, s'exprime à l'aide d'une distribution de POISSON, - {23} :

$$P_N = \frac{1}{N!} \cdot e^{-x^2(\theta_{IL}, \xi)} \cdot x^{2N}(\theta_{IL}, \xi)$$

$x^2(\theta_{IL}, \xi)$ est la probabilité d'excitation directe au premier ordre, définie par les formules (2) et (3). On déduit de l'expression ci-dessus la relation suivante entre $P_{N=1}$ et $P_{N=2}$ probabilités d'excitation des niveaux du premier et du deuxième phonon :

$$P_{N=2} = \frac{1}{2} \cdot P_{N=1}^2 \cdot \exp \{P_{N=1}\} \quad \text{avec } P_{N=1} \ll 1 \quad (15)$$

avec, pour chaque niveau du multiplet correspondant au deuxième phonon :

$$\begin{aligned} P_{N=2, J=0} &= \frac{7}{35} P_{N=2} \\ P_{N=2, J=2} &= \frac{10}{35} P_{N=2} \\ P_{N=2, J=4} &= \frac{18}{35} P_{N=2} \end{aligned} \quad (16)$$

xxxxx

Le formalisme présenté ici va être très utile pour interpréter les résultats expérimentaux obtenus par excitation coulombienne des premiers niveaux collectifs 2^+ , 3^- , 2^+ et 4^+ , dans les isotopes pairs du tellure en utilisant le faisceau d'ions lourds du cyclotron à énergie variable du laboratoire. En ce qui concerne le premier état 2^+ et 3^- , l'excitation simple est prépondérante ; par contre, le premier état 4^+ est atteint uniquement par excitation multiple et les effets simple et multiple sont en compétition en ce qui

concerne le niveau 2^+_{11} . Ce formalisme, qui décrit les interactions simples et les effets multiples au second ordre de la théorie des perturbations dépendant du temps, va nous permettre de déterminer à partir de nos mesures expérimentales les valeurs des probabilités réduites de transition $B(E2)$ et $B(E3)$ associées à l'excitation de ces niveaux.

II.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'excitation coulombienne des isotopes pairs du tellure a été réalisée à l'aide d'ions $^{14}\text{N}^{3+}$ accélérés par le Cyclotron à ions lourds d'ORSAY. L'énergie du faisceau peut varier de manière continue entre 40 et 49 MeV et sa résolution, pour une énergie de cet ordre est de 0,5 MeV. Il est focalisé au moyen de deux ensembles de lentilles électromagnétiques quadrupolaires. Son diamètre utile est de 0,3 à 0,4 cm dans les meilleures conditions de focalisation, ce qui permet de le faire passer dans le trou central d'une jonction annulaire à barrière de surface Au-Si, de 0,8 cm de diamètre interne et de 2 cm de diamètre externe. Ce détecteur possède une surface utile de 2 cm² et une zone utile de 0,03 cm pour une tension d'utilisation de 25 volts. Ce dispositif permet de détecter les ions lourds rétrodiffusés dans un angle compris entre 165° et 175° environ (fig.4), - {12} - {96} .

Les rayonnements γ consécutifs à l'excitation coulombienne sont détectés par deux cristaux d'iodure de sodium de 7,5 cm x 7,5 cm, disposés respectivement à 55° et 90° par rapport au faisceau incident. La géométrie est très compacte : les détecteurs à 55° et 90° peuvent être approchés respectivement à 1 cm et 3,5 cm de la cible irradiée (fig.4). Le dispositif présenté à la figure 5 permet d'effectuer simultanément des coïncidences entre ions lourds rétrodiffusés d'une part et rayonnements γ émis à 55° et 90° d'autre part. La mise en temps des signaux dans la voie rapide est faite par détection du passage à zéro des impulsions linéaires doublement différenciées par ligne. Le temps de résolution des circuits rapides (V1 et V2) est de $5 \cdot 10^{-8}$ s (fig.5). Pour mesurer simultanément les coïncidences vraies et les coïncidences fortuites, nous avons utilisé deux autres circuits de coïncidences rapides (F1 et F2), un pour chaque angle. Pour chacun d'eux, la voie ions lourds est retardée, par rapport à la voie γ , d'un temps correspondant à une période de la haute fréquence du cyclotron ($T \approx 2 \cdot 10^{-7}$ s). On obtient ainsi la forme du spectre des coïncidences fortuites ainsi qu'une estimation par défaut de leur nombre. Les quatre spectres de coïncidences correspondant à V1, V2, F1, F2, sont analysés par un convertisseur amplitude-temps (CA 25) et emmagasinés dans quatre parties du bloc-mémoire d'un 4096 canaux par l'intermédiaire d'un aiguilleur (AP 32). Toutes les informations telles que : nombre de coïncidences vraies et fortuites, nombre d'ions lourds rétrodiffusés, etc..., sont totalisées à l'aide d'un banc d'échelles de comptage.

II.2 - CIBLES

Les cibles sont constituées de poudre d'isotope enrichi, comprimée à l'aide d'une presse de 20T, ce qui donne des cibles épaisses sans support (0,025 gr/cm² environ). Elles ont un diamètre utile de 1 cm. Les ions lourds rétrodiffusés par ces cibles forment un spectre continu vers les basses énergies, fig. 2. Seule la partie de plus haute énergie de ce spectre est sélectionnée et stockée durant la totalité de l'expérience, l'analyse étant commandée par l'intermédiaire d'un sélecteur à une bande (fig. 2 et 5). Ceci revient à utiliser la partie superficielle de la cible irradiée.

Une cible mince de $2 \cdot 10^{-4}$ gr/cm², déposée sur une mince feuille de nickel de $5 \cdot 10^{-4}$ gr/cm², a également été utilisée. Cette cible permet de connaître avec plus de précision l'énergie réelle de l'ion incident au moment du processus d'excitation. Les rayonnements γ provenant des réactions nucléaires sur le nickel sont éliminés en sélectionnant le pic correspondant aux ions rétrodiffusés élastiquement et inélastiquement par les noyaux de tellure, à l'aide d'un discriminateur d'amplitude placé sur la voie ions lourds. Cependant, le très grand nombre de γ provenant des réactions nucléaires sur le nickel augmente le nombre de coïncidences fortuites. Le rapport coïncidences fortuites/coïncidences vraies peut atteindre dans ce cas 20 %. Avec des cibles épaisses et une intensité du faisceau relativement faible, ce rapport peut être ramené à 4 %.

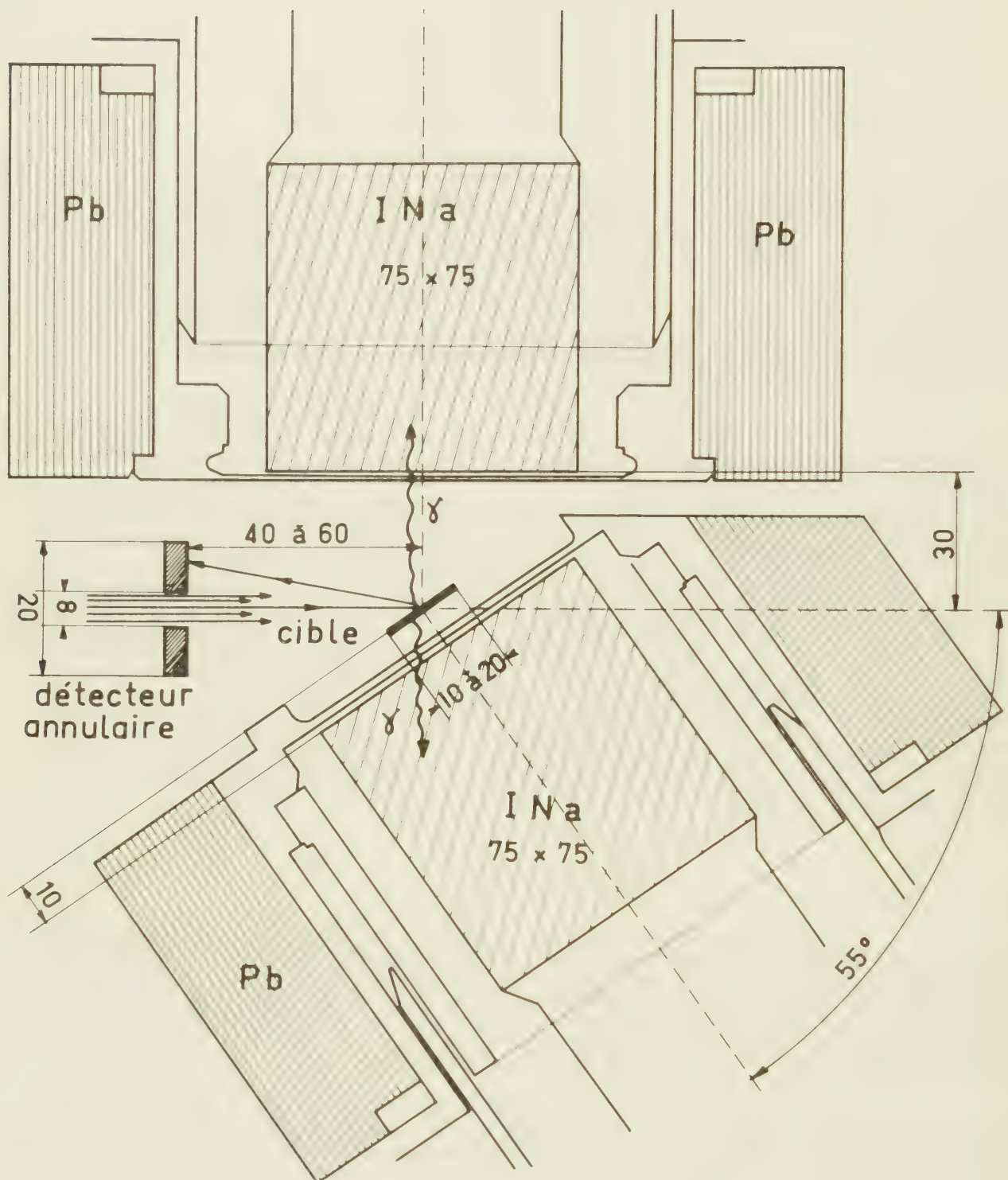


Figure 4 - Dispositif expérimental utilisé dans les expériences d'excitation coulombienne, pour détecter les ions lourds rétrodiffusés à 180° en coïncidence avec les rayonnements γ de désexcitation du noyau-cible.

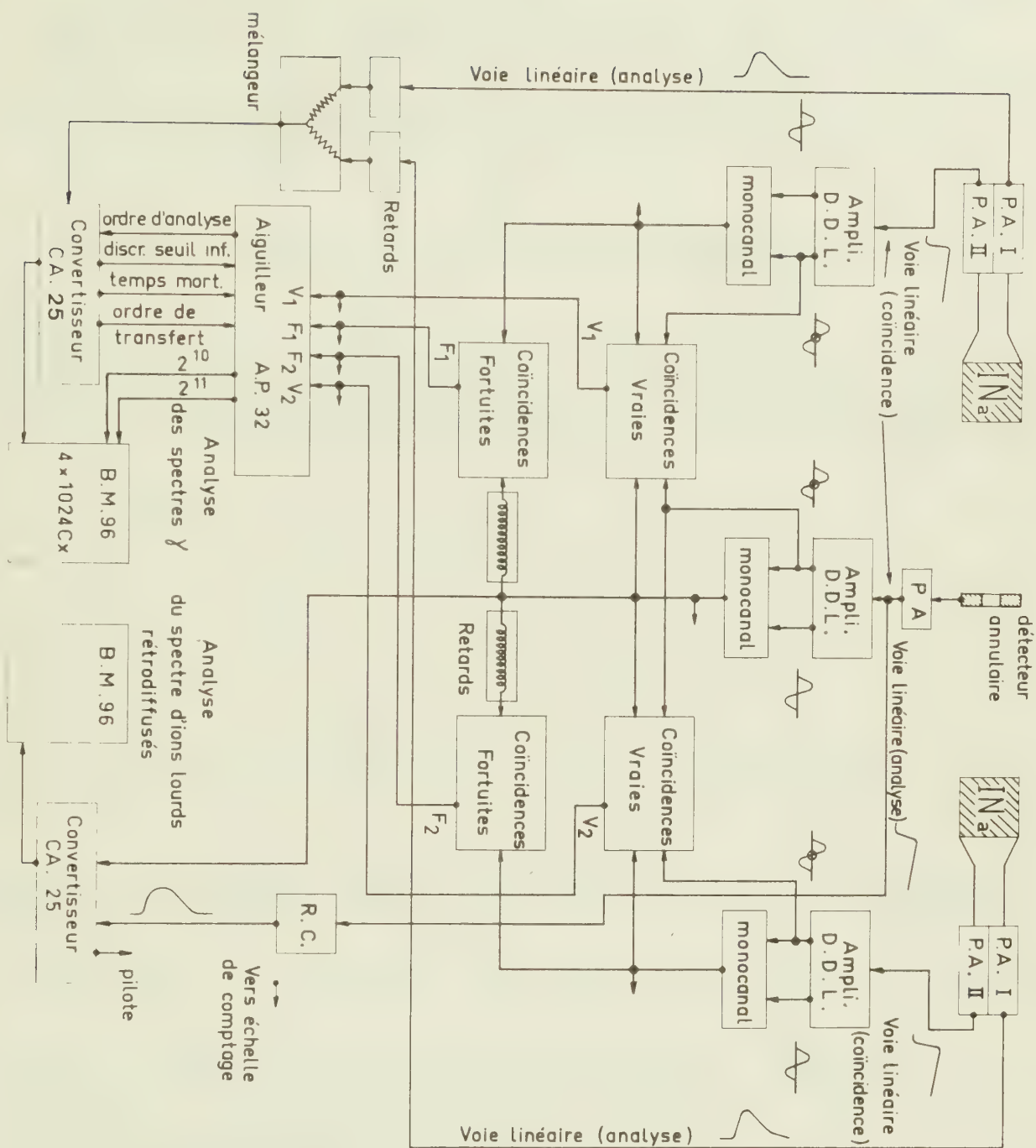


Figure 5 - Système de coïncidences ions lourds - γ .

II.3 - INFLUENCE DE L'ANGLE DE DETECTION : CORRELATIONS ANGULAIRES IONS LOURDS- γ

Deux considérations nous ont amenés à sélectionner les ions lourds rétrodiffusés à 180° :

- 1°) Pour cette valeur angulaire, la probabilité $P(\theta_{IL}, \xi)$ d'effectuer une excitation du noyau-cible est maximum dans tous les cas envisagés dans cette étude.
- 2°) En prenant comme axe des z la direction du faisceau incident, le nombre quantique magnétique pour le noyau-cible est conservé :

$$\Delta M_{\text{cible}} = 0 \quad ,$$

Si l'on suppose que le projectile ne s'excite et ne se polarise pas. Cette orientation partielle du noyau-cible facilite l'interprétation des résultats.

Pour effectuer des mesures absolues avec la meilleure précision possible, il est également souhaitable de choisir un angle de détection des rayonnements γ tel que la fonction de corrélation angulaire ait une valeur voisine de l'unité :

$$W(\theta_{IL} = 180^\circ, \phi_{IL}, \theta_\gamma) \approx 1$$

θ_{IL} est l'angle orbital de la particule diffusée.

ϕ_{IL} est l'angle azimuthal.

Le plan de référence est défini par la direction du faisceau incident et l'axe du détecteur γ .

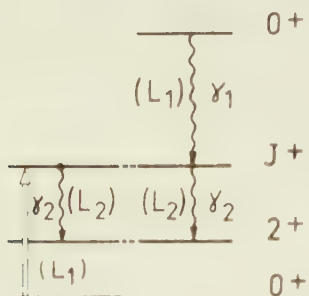
θ_γ est l'angle défini par ces deux directions.

Si l'on néglige l'ouverture angulaire du détecteur annulaire :

$$\theta_{IL} = 180^\circ \quad , \quad \phi_{IL} = 0^\circ \quad ,$$

la distribution angulaire des γ émis dans l'espace peut s'écrire - {19} - {21} - {31} :

$$W(\theta_{IL}=\pi, \phi_{IL}=0, \theta_\gamma)=1+\frac{G_2}{G_0} \cdot \frac{J_2}{J_0} \cdot A_2(\gamma, \gamma) P_2(\cos \theta_\gamma) + \frac{G_4}{G_0} \cdot \frac{J_4}{J_0} \cdot A_4(\gamma, \gamma) P_4(\cos \theta_\gamma),$$



$A_2(\gamma, \gamma)$ et $A_4(\gamma, \gamma)$ sont les coefficients utilisés habituellement dans les corrélations angulaires $\gamma - \gamma$, le premier γ correspondant à une transition fictive $0 \rightarrow J+$, et le second au rayonnement γ émis lors de la désexcitation (fig. 6). J_0, J_2, J_4 sont des facteurs d'atténuation qui dépendent de la distance cible - détecteur, de l'efficacité et de la forme de ce dernier - {20}. G_0, G_2, G_4 sont des facteurs de particules - {12} - {21}.

- Figure 6 -

Dans la géométrie adoptée (fig. 4) pour les transitions $\gamma : 2 \rightarrow 0, 2 \rightarrow 2, 4 \rightarrow 2$

de 750 KeV, et pour une transition 3→2 de 1,5 MeV, les valeurs numériques des coefficients sont les suivantes :

Transitions	G_2/G_0	G_4/G_0	J_2/J_0 55°	J_4/J_0 55°	J_2/J_0 90°	J_4/J_0 90°
0 → 2 → 0	2	-3/2	0,38	-0,033	0,67	0,22
0 → 3 → 2	4/3		0,42		0,70	
0 → 2 → 2			0,38	-0,033	0,67	0,22
0 → 4 → 2	10/9	2	0,38	-0,033	0,67	0,22

Les rayonnements γ émis en coïncidence avec les ions lourds rétrodiffusés à 180° présentent une très forte anisotropie. La géométrie adoptée (fig.4) atténue au maximum cet effet. Pour une distance de 10 mm entre cible et détecteur, la valeur J_4/J_0 est très faible et à 55°, $P_2(\cos \theta_\gamma) = 0$. Dans ces conditions, la fonction $W(\pi, 0, \theta_\gamma)$, pour les transitions 0 → 2 → 0 et 0 → 3 → 2, a les valeurs suivantes :

Transitions	E (MeV)	$W(\pi, 0, 55^\circ)$ d=1 cm	$W(\pi, 0, 90^\circ)$ d=3 cm
0 → 2 → 0	0,75	1,022	0,62
0 → 3 → 2*	1,50	1,000	1,14

*La transition 3- → 2+ est supposée (E1) pure.

Pour les autres transitions 0 → 2 → J, nous avons de même vérifié que l'effet de la corrélation angulaire sur la mesure de la section efficace reste inférieur à 1 % à 55°. A 90°, cet effet peut atteindre 20 % et 35 %, dans le cas extrême où $\delta(E_2/M1) = + 0,65$, pour J = 2+.

La géométrie avec $\theta_\gamma = 55^\circ$ permet d'effectuer les mesures absolues dans les conditions les plus favorables. La détection de γ à 90° est réalisée simultanément pour différencier les transitions 0 → 2 → 0 des transitions 0 → 3 → 2.

II.4 - INFLUENCE DE L'ENERGIE DU FAISCEAU : EFFETS NUCLEAIRES

L'interférence entre l'excitation coulombienne et l'excitation nucléaire devient importante pour une énergie du faisceau voisine de celle de la barrière coulombienne :

$$E_{\text{barrière}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \cdot \frac{A_2 + A_1}{A_2}$$

Cet effet nucléaire, d'autant plus important que λ est grand, devient négligeable pour une valeur de l'énergie du faisceau incident telle que $E_{\text{inc}}/E_{\text{barrière}} = 0,9$; {-12}-{17}-{24}-{25}. Pour l'atténuer, nous avons réalisé nos mesures à des énergies nettement inférieure à 52 MeV qui est la valeur limite (par défaut) de la barrière coulombienne en choisissant r_0 égale à $1,5 \cdot 10^{-13}$ cm. Nous avons réalisé ces expériences :

- 46 et 48,5 MeV pour les excitations quadrupolaires,
- 46 MeV pour les excitations octupolaires.

Les mesures effectuées sur les isotopes pairs du tellure et présentées ici ont été réalisées avec une cible épaisse. L'intégration sur l'épaisseur utile de la cible (formule 9), permet également d'atténuer les effets nucléaires.

De plus, nous avons effectué une vérification de l'influence de l'énergie du faisceau sur l'isotope de masse 124 de l'étain (figure 7), dont la probabilité réduite de transition $B(E3,0+ \rightarrow 3-)$ est connue.

Pour une énergie du faisceau incident de 44 MeV, nous obtenons une valeur :

$$B(E3,0+ \rightarrow 3-) = 0,25 \pm 0,05 (e^2 \cdot 10^{-72} \cdot cm^6)$$

Ce résultat, pour une valeur du rapport :

$$\frac{E_{inc.}}{E_{barrière}} = 0,88$$

est cohérent avec les valeurs obtenues par ailleurs sur cet isotope - {24} . Pour une énergie de 48 MeV et une valeur du rapport $E_{inc.}/E_{barrière} = 0,96$ (fig.7), nous obtenons une valeur anormalement grande de la probabilité de transition réduite : $B(E3,0+ \rightarrow 3-) = 0,55 \pm 0,11 (e^2 \cdot 10^{-72} \cdot cm^6)$. Ce phénomène a été déjà mis en évidence par les travaux de Lemberg - {24} et de Nathan - {12} - {25}.

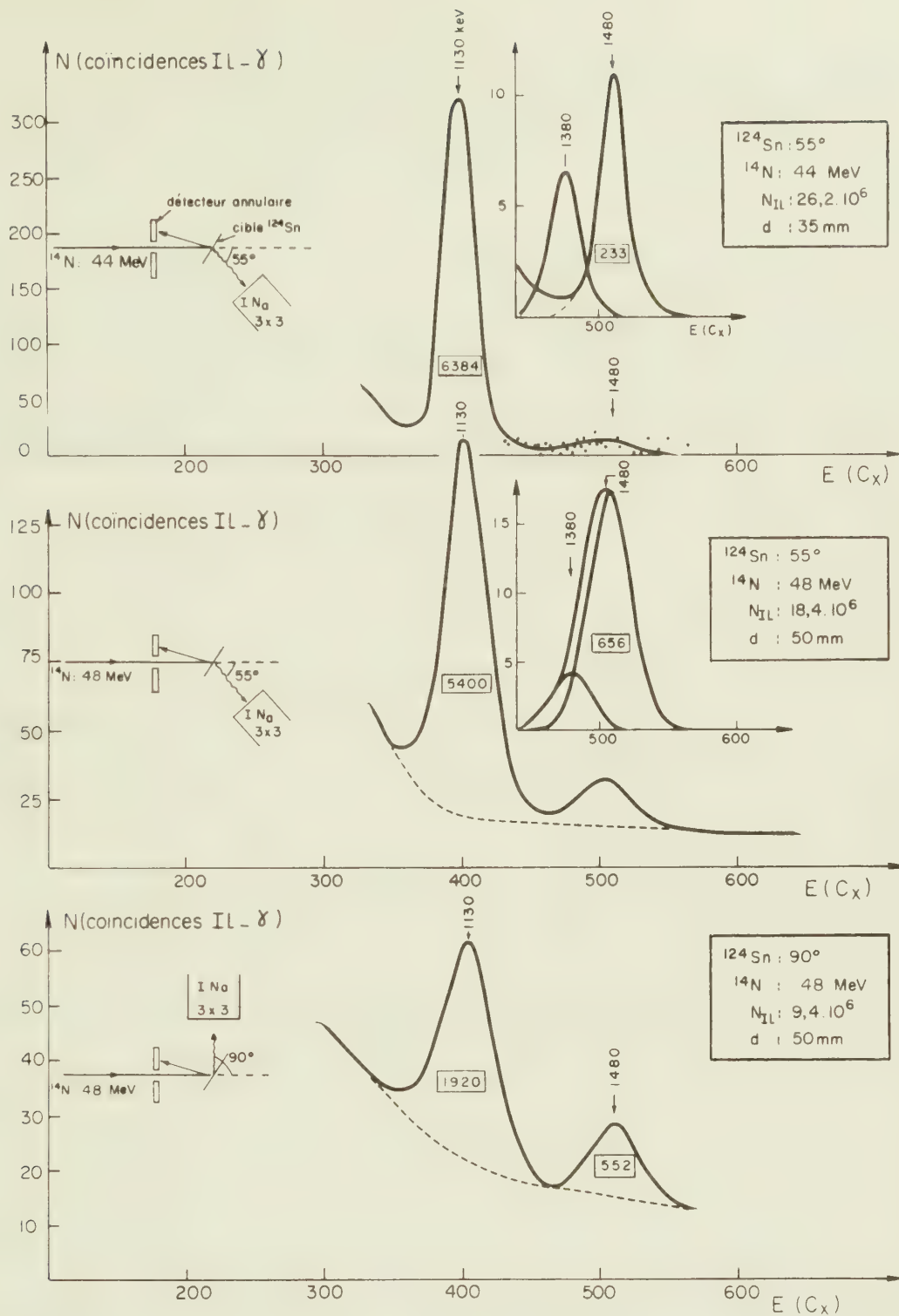


Figure 7 - Excitation coulombienne de ^{124}Sn . L'énergie du faisceau incident d'azote est de 44 MeV ($E_{\text{inc.}}/E_{\text{barrière}} = 0,88$) et de 48 MeV ($E_{\text{inc.}}/E_{\text{barrière}} = 0,96$).

III - R E S U L T A T S E X P E R I M E N T A U X O B T E N U S E N E X C I T A T I O N C O U L O M B I E N N E

III.1 - PREMIER NIVEAU 2+

III.1.1 - MESURES ABSOLUES, PREMIER NIVEAU 2+ DANS L'ISOTOPE 130 DU TELLURE

Deux mesures absolues de la probabilité réduite de transition $B(E2, 0+ \rightarrow 2+)$ ont été effectuées pour l'isotope 130, à deux énergies différentes : 46 et 48,5 MeV. La cible était une cible épaisse d'isotope séparé, enrichie à 99,2 %.

La valeur obtenue de la probabilité de transition est :

$$B(E2, 0+ \rightarrow 2+) = 0,302 \pm 0,016 (e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4)$$

Elle est tout à fait compatible avec les mesures antérieures connues sur cet isotope :

$$B(E2, 0+ \rightarrow 2+) = 0,340 \pm 0,030 (e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4) \quad (10)$$

ainsi qu'avec un résultat extrêmement récent :

$$B(E2, 0+ \rightarrow 2+) = 0,300 \pm 0,030 (e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4) \quad (11)$$

III.1.2 - MESURES RELATIVES, PREMIER NIVEAU 2+ DANS LES ISOTOPES 122, 124, 126 ET 128 DU TELLURE

Nous avons effectué une mesure relative en utilisant une cible épaisse de tellure naturel (fig. 8), avec une énergie du faisceau incident de 48 MeV.

Dans le tableau I, figurent, dans la deuxième colonne, les résultats obtenus, dans la troisième les valeurs du rapport $B(E2, 0+ \rightarrow 2+)/B_{s.p.}$, avec :

$$B_{s.p.} = 29,5 \cdot 10^{-6} \cdot A^{4/3} (e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4)$$

Dans la quatrième colonne sont rassemblés les résultats les plus précis connus antérieurement - {1} - {2} - {10} - {11} - {94} - {95} .

Les valeurs expérimentales trouvées pour la probabilité de transition peuvent être également comparées aux valeurs déduites de la mesure du paramètre de déformation β_2 . Ces valeurs de β_2 sont obtenues à partir d'expériences de diffusion inélastique : (β, p') avec $E_p = 16 \text{ MeV}$ - {1} , (α, α') avec $E_\alpha = 42 \text{ MeV}$ - {2} . La relation entre $B(E2, 0+ \rightarrow 2+)$ et β_2 , pour $Z = 52$, est la suivante :

$$B(E2, 0+ \rightarrow 2+) = 0,0317 \cdot A^{4/3} \cdot \beta_2^2 (e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4)$$

Cette relation suppose une distribution uniforme des charges dans le noyau. De plus, la comparaison entre les $B(E\lambda)$ déduits des expériences d'excitation coulombienne et les β_λ^2 extraits des expériences de diffusion inélastique, suppose que les mêmes grandeurs physiques sont atteintes au cours de ces deux types d'excitation du noyau-cible. Cette comparaison est donnée dans la partie gauche de la fig. 10.

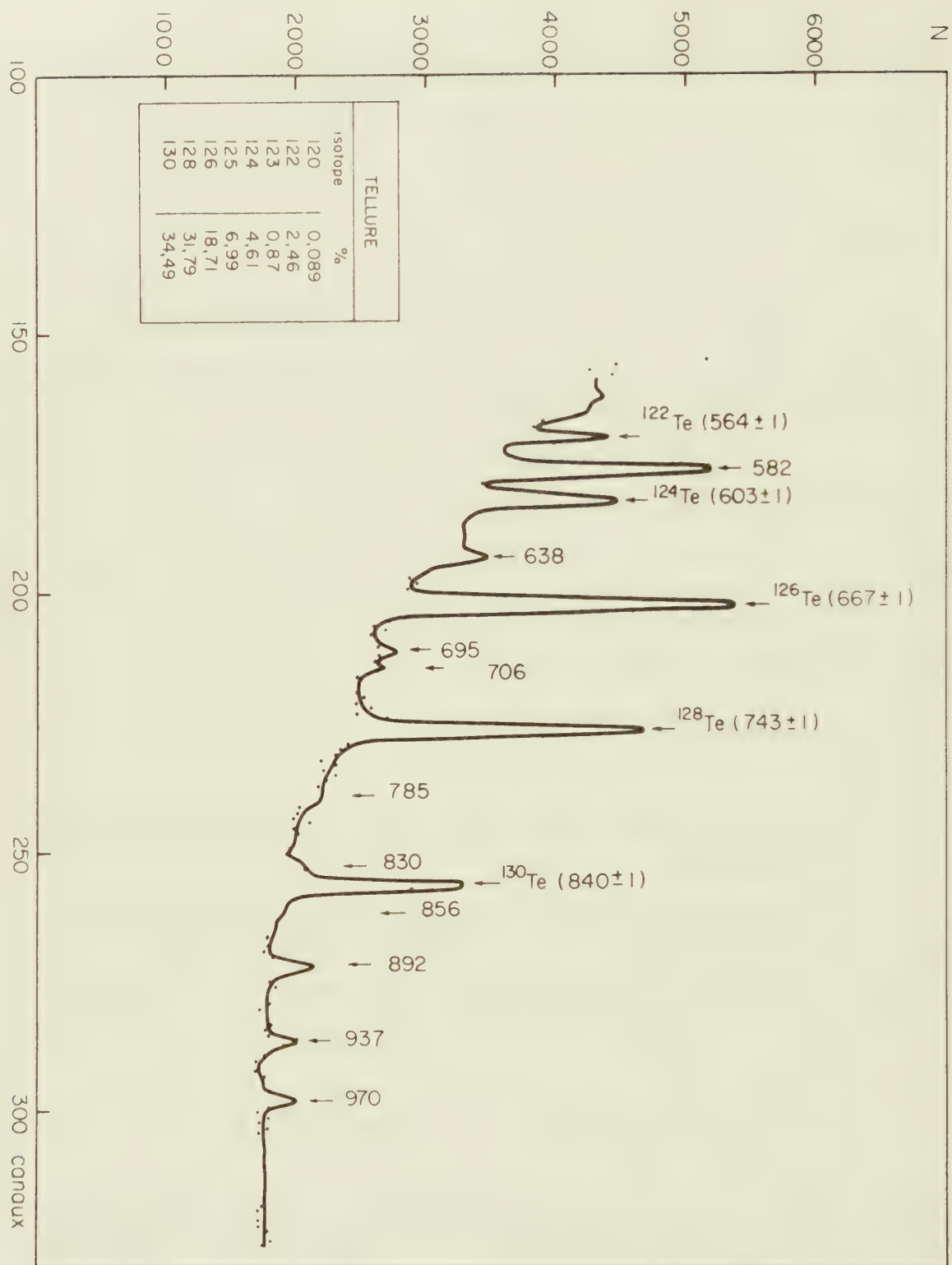


Figure 8 - Spectre γ obtenu par excitation coulombienne. La cible utilisée est une cible de tellure naturel.

Isotope	$B(E2, 0+ \rightarrow 2+)$ $e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4$	$B(E2)/B_{s.p.}$	$B(E2)$ $e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4$	Référence
120			$0,55 \pm 0,11$	- 10 -
122	$0,61 \pm 0,030$	34	$0,65 \pm 0,06$	- 10 -
124	$0,71 \pm 0,035$	39	$0,60 \pm 0,12$	- 10 -
126	$0,51 \pm 0,025$	29	$0,487 \pm 0,005$	- 11 -
128	$0,39 \pm 0,020$	20	$0,391 \pm 0,005$	- 11 -
130	$0,302 \pm 0,016$	15,5	$\begin{cases} 0,340 \pm 0,030 \\ 0,300 \pm 0,030 \end{cases}$	 - 10 - - 11 -

Tableau I - Valeurs expérimentales des probabilités de transition : $B(E2, 0+ \rightarrow 2+)$ dans les isotopes du tellure de masse 122, 124, 126, 128 et 130.

III.2 - MESURES ABSOLUES, PREMIER NIVEAU 3- DANS LES ISOTOPES 126 ET 130 DU TELLURE

La figure 9 montre les spectres des γ en coïncidences avec les ions lourds, réalisés par excitation coulombienne des ^{126}Te et ^{130}Te , à une énergie incidente de 46 MeV. La probabilité P obtenue dans chacun des cas figure dans le tableau II. Sur ce tableau, nous avons reporté également, dans la cinquième colonne, les valeurs des probabilités de transition $B(E3)$ mesurées ainsi que les valeurs du rapport $B(E3, 0+ \rightarrow 3-)/B_{s.p.}$, (sixième colonne), avec :

$$B_{s.p.} = 0,416 \cdot A^2 \cdot 10^{-6} (e^2 \cdot 10^{-72} \cdot \text{cm}^6)$$

Isotope	$E_{inc.}$ MeV	$E_{MIN.ELAS.}$ MeV	P	$B(E3, 0+ \rightarrow 3-)$ $e^2 \cdot 10^{-72} \cdot \text{cm}^6$	$B(E3)/B_{s.p.}$
126	46	39	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$0,117 \pm 0,020$	18
130	46	39	$1 \cdot 10^{-4}$	$0,061 \pm 0,020$ $- 0,035^*$	8,7

Tableau II - Valeurs expérimentales des probabilités réduites de transition $B(E3, 0+ \rightarrow 3-)$ dans les isotopes du tellure de masse : 126 et 130.

* Nous avons tenu compte, dans l'estimation de cette erreur, de la contribution possible des rayonnements :

1880 KeV {1880 KeV(2+) $\rightarrow$ 0+}

et 1760 KeV {1760 KeV(2+) $\rightarrow$ 0+}

dans le pic de 1890 KeV :

1890 KeV {2730 KeV(3-) $\rightarrow$ 840 KeV (2+)}

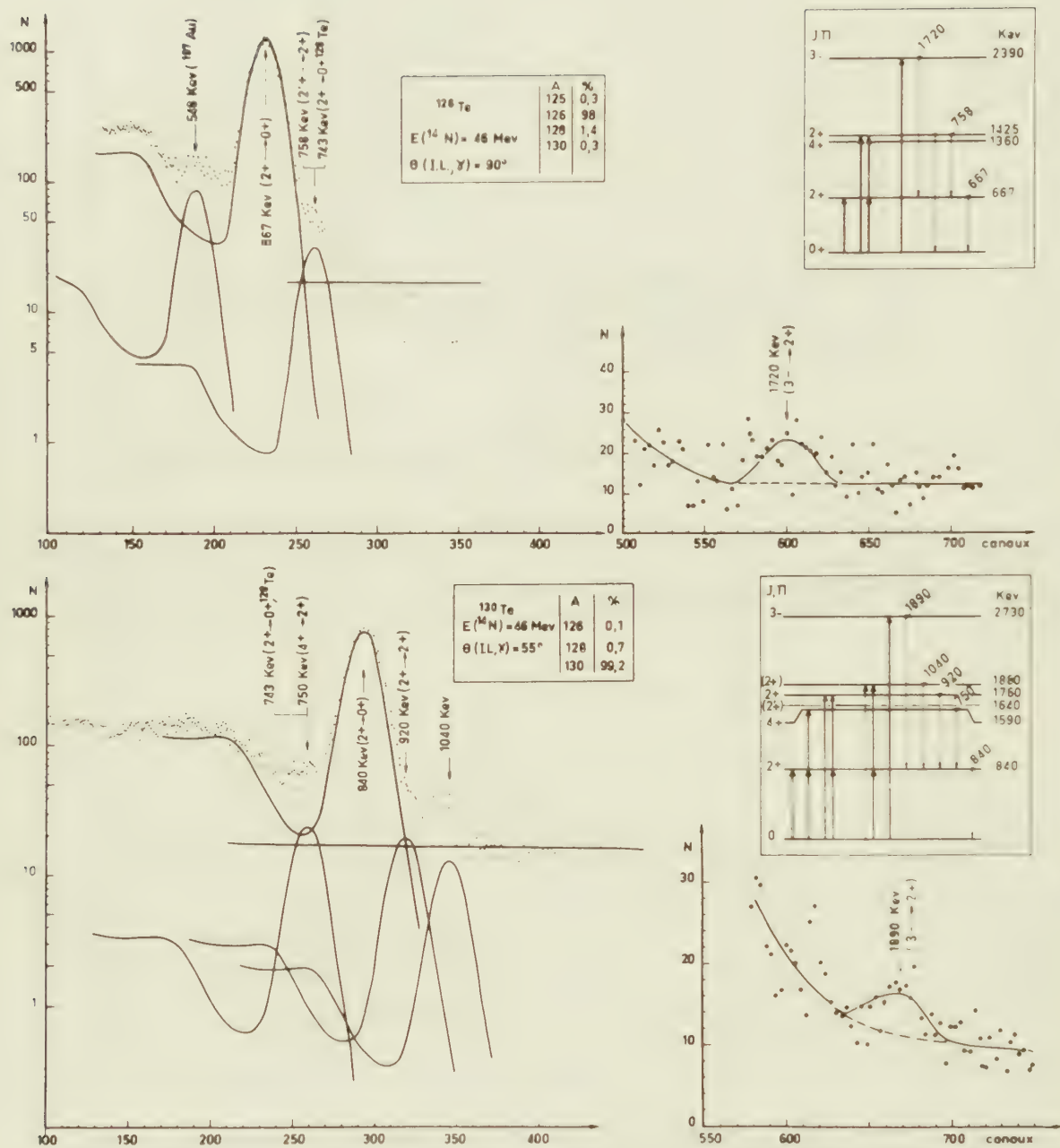


Fig. 9 - Spectres de coïncidences ions lourds- γ obtenus par excitation coulombienne des isotopes 126 et 130 du tellure. L'énergie du faisceau incident de ^{14}N est de 46 MeV.

Les valeurs expérimentales de la probabilité réduite de transition $B(E3)$, peuvent être comparées aux valeurs déduites de la mesure du paramètre de déformation octupolaire β_3 ; {1} - {2} - {3} . Ce paramètre est lié à la valeur de la probabilité réduite de transition par la relation :

$$B(E3, 0+ \rightarrow 3-) = 4,55 \left(\frac{A^2}{100} \right) \beta_3^2 (e^2 \cdot 10^{-72} \cdot \text{cm}^6)$$

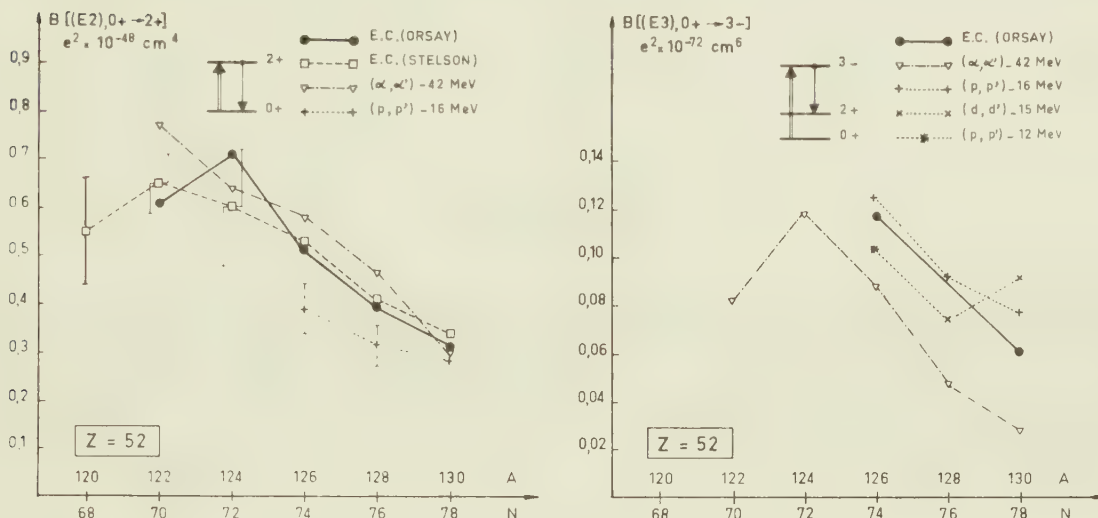


Figure 10 - Valeurs expérimentales des probabilités réduites de transition $B(E2, 0+ \rightarrow 2+)$ et $B(E3, 0+ \rightarrow 3-)$ dans les isotopes pairs du tellure. Figurent également les résultats obtenus par ailleurs en excitation coulombienne - {10} , ainsi que les résultats déduits d'expériences de diffusion inélastique nucléaire : (α, α') , $E_\alpha = 42$ MeV , {2} ; $(p, p') E_p = 16$ MeV et $E_p = 12$ MeV, {1} ; (d, d') , $E_d = 15$ MeV, {3} .

Cette comparaison (sous réserve des remarques formulées § III.1.2) est présentée dans la partie droite de la fig. 10. L'accord entre résultats expérimentaux et les résultats déduits des expériences de diffusion inélastique nucléaire -{1}- à -{3}- est très satisfaisant.

III.3 - SPECTRES DE COINCIDENCES OBTENUS EN EXCITATION COULOMBIENNE MULTIPLE DANS LES ISOTOPES 126 ET 130 DU TELLURE

Les figures 9 et 11 montrent les spectres de coïncidence ions lourds- γ obtenus. L'énergie du faisceau est respectivement de 46 et 48,5 MeV. Nous avons effectué des mesures simultanées à 55° et à 90° . Les schémas de niveaux des isotopes 126 et 130 du tellure sont en encart sur la fig. 9.

III.3.1 - TELLURE 126

Nous observons la transition de 758 KeV provenant de la désexcitation du niveau 2^+ vers l'état 2^+ . La cible d'isotope séparé utilisée contient 1,4 % de tellure de masse 128. De ce fait, la raie observée à 758 KeV est un mélange des rayonnements provenant de la transition:

1.425 KeV(2'+) → 667 KeV(2+)
- (126Te)

et des rayonnements provenant de la transition :

743 KeV (2+) → (0+)
- (128Te)

Les contributions respectives de chaque rayonnement à 48 MeV, pour $\theta_Y = 90^\circ$ et 55° sont les suivantes (fig.11), (tableau IIIa) :

Transitions	E_Y	Isotope-%	$\theta_Y = 90^\circ$	$\theta_Y = 55^\circ$
2'+ → 2+	758 KeV	126 - 98%	67 %	60 %
2+ → 0+	743 KeV	128 - 1,4%	33 %	40 %

Tableau IIIa

Les contributions différentes à 90° et à 55° des deux rayonnements dans le pic de 758 KeV proviennent des valeurs différentes de la fonction de corrélation angulaire : $W(\pi,0,\theta_Y)$ pour les transitions $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ et $0 \rightarrow 2' \rightarrow 2+$. Il n'est pas possible d'observer l'excitation du niveau $4+$ à 1.360 KeV, le rayonnement correspondant à la transition $4+ \rightarrow 2+$ étant confondu, dans notre spectre, avec celui de 667 KeV.

III.3.2 - TELLURE 130

Nous avons observé le rayonnement de 750 KeV correspondant à la désexcitation de l'état de 1.590 KeV ($4+$) vers le premier niveau ($2+$). Dans ce cas, la cible d'isotope séparé de ^{130}Te contient 0,7 % de ^{128}Te et la contribution de la transition : $(2+)\rightarrow(0+)$ du ^{128}Te est encore importante. Les contributions respectives de chaque rayonnement à 48 MeV sont les suivantes (fig. 11), (tableau IIIb) :

Transitions	E_Y	Isotope - %	$\theta_Y = 90^\circ$	$\theta_Y = 55^\circ$
4+ → 2+	750 KeV	130-99,2 %	67 %	48 %
2+ → 0+	743 KeV	128- 0,7 %	33 %	52 %

Tableau IIIb

Le niveau de 1.640 KeV ($2'+$) a été atteint par diffusion nucléaire (p,p') - {26} . Nous ne pouvons pas observer l'excitation de cet état, le rayonnement γ de désexcitation, correspondant à la transition $2'+ \rightarrow 2+$, étant confondu avec le rayonnement de 840 KeV. Par contre, nous mettons en évidence l'excitation de deux autres états d'énergie plus élevée : l'un à 1.760 KeV ($2+$), l'autre à 1.880 KeV ($2+$). Le premier avait déjà été observé par excitation coulombienne - {13} , le deuxième a été observé par diffusion inélastique nucléaire (p,p') - {26} , (d,d') - {3} , ainsi que dans une expérience de diffusion résonnante - {27} . Dans cet isotope, les niveaux à 1.590 KeV ($4+$), 1.880 KeV ($2+$), de même que le niveau à 2.730 KeV ($3-$) n'avaient pas encore été jusqu'ici étudiés par excitation coulombienne.

III.4 - PROBABILITES D'EXCITATION ET PROBABILITES REDUITES DE TRANSITION OBTENUES PAR EXCITATION COULOMBIENNE MULTIPLE

Dans le tableau IV, nous avons fait figurer les valeurs des probabilités

d'excitation $P_{\text{exp.}}$ obtenues pour ^{126}Te et ^{130}Te (colonne III). Pour chaque niveau excité, nous avons effectué deux mesures pour des valeurs de l'énergie du faisceau incident respectivement égales à 46 et 48,5 MeV. Les bornes minimales utilisées dans l'intégration sur l'énergie sont $E_{\text{MIN.ELAS.}} = 39$ MeV dans le premier cas et 38 MeV dans le second.

III.4.1 - TELLURE 126 : NIVEAU DE 1425 KeV (2+)

Pour déterminer les valeurs des probabilités réduites des transitions correspondant à ce dernier niveau, il est nécessaire de connaître la valeur du rapport :

$$\mathcal{R} = \frac{B(E2, 2' + \rightarrow 0 +)}{B(E2, 2' + \rightarrow 2 +)}$$

Celui-ci est donné par la formule :

$$\mathcal{R} = \frac{E_{\gamma}^5(2' + \rightarrow 2 +) \cdot I_t(2' + \rightarrow 0 +)}{E_{\gamma}^5(2' + \rightarrow 0 +) \cdot I_t(2' + \rightarrow 2 +)}$$

E_{γ} est l'énergie des γ qui désexcitent le niveau $2' +$,

$I_t = I_{\gamma} + I_{e-}$, est l'intensité totale du rayonnement.

L'influence du mélange de multipolarité ($E2 + M1$) dans la transition ($2' + \rightarrow 2 +$) peut être négligée : $\{\delta^2(\frac{E2}{M1}) > 1\}$.

L'étude des rayonnements associés à la désintégration de ^{126}I donne :

$$\frac{I_t(2' + \rightarrow 0 +)}{I_t(2' + \rightarrow 2 +)} = 6,7 \% \quad - \{36\} \quad - \{76\}.$$

Ce qui conduit à :

$$\mathcal{R} = 1/200$$

Les valeurs de $P_{0+ \rightarrow 2' +}^{(1)}$, $P_{0+ \rightarrow 2+ \rightarrow 2' +}^{(2)}$, $B(E2, 0+ \rightarrow 2' +)$ et $B(E2, 2+ \rightarrow 2' +)$ sont déterminées par le système d'équations :

$$\text{I) } P_{\text{exp.}} = P_{0+ \rightarrow 2' +}^{(1)} + P_{0+ \rightarrow 2+ \rightarrow 2' +}^{(2)} \quad - \text{ (formules 1 et 13)}$$

$$\text{II) } P_{0+ \rightarrow 2' +}^{(1)} = \alpha \cdot B(E2, 0+ \rightarrow 2' +) \quad - \text{ (formule 7)}$$

$$\text{III) } P_{0+ \rightarrow 2+ \rightarrow 2' +}^{(2)} = \beta \cdot B(E2, 0+ \rightarrow 2+) \cdot B(E2, 2+ \rightarrow 2' +) \quad - \text{ (formule 14)}$$

$$\text{IV) } B(E2, 0+ \rightarrow 2' +) = 5 \cdot \mathcal{R} \cdot B(E2, 2+ \rightarrow 2' +).$$

Dans ce système :

$P_{\text{exp.}}$ est connu (tableau IV),

α et β peuvent être calculés (formules 7 et 14),

$$B(E2, 0+ \rightarrow 2+) = 0,302 \pm 0,016 \text{ (e}^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4\text{)} \quad (\text{tableau I}).$$

Nous en déduisons les valeurs des probabilités réduites de transition :

$$B(E2, 0+ \rightarrow 2'+) = 0,0040 \pm 0,0010 \text{ (e}^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4\text{)},$$

$$B(E2, 2+ \rightarrow 2'+) = 0,17 \pm 0,04 \text{ (e}^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4\text{)}.$$

A Z=52	Etat final E(KeV) J, π	Valeurs expérimentales				
		Présent travail			Résultats antérieurs	
		 P exp.	B(E2) 0+ $\rightarrow$ 2+ (e ² . 10 ⁻⁴⁸ . cm ⁴)	B(E2) 2+ $\rightarrow$ J+ (e ² . 10 ⁻⁴⁸ cm ⁴)	B(E2) 0+ $\rightarrow$ 2+ (e ² . 10 ⁻⁴⁸ .cm ⁴)	B(E2) 2+ $\rightarrow$ J+ (e ² .10 ⁻⁴⁸ .cm ⁴)
126	667 - 2+ 667 - 2+ 1425 - 2 ⁺ 1425 - 2 ⁺	9,8.10 ⁻² 10,8.10 ⁻² 12,8.10 ⁻⁴ 16.10 ⁻⁴	$\left\{ \begin{array}{l} 0,51 \\ \pm 0,025 \\ 0,0040 \\ \pm 0,0010 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \\ \\ 0,17 \\ \pm 0,04 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,487 \\ - 0,005 \\ 0,0050 \\ - 0,0015 \end{array} \right.$	0,20
130	840 - 2+ 840 - 2+ 1590 - 4+ 1590 - 4+ 1760 - 2+ 1760 - 2+ 1880 - 2+ 1880 - 2+	4,7.10 ⁻² 5,0.10 ⁻² 5.10 ⁻⁴ 5,55.10 ⁻⁴ 12,4.10 ⁻⁴ 10,4.10 ⁻⁴ 9,2.10 ⁻⁴ 6,6.10 ⁻⁴	$\left\{ \begin{array}{l} 0,302 \\ \pm 0,016 \\ \\ < 0,040 \\ \geq 0,029 \\ < 0,035 \\ \geq 0,023 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \\ \\ 0,15 \\ \pm 0,04 \\ \\ \\ \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,340 \\ - 0,030 \\ \\ 0,0112 \\ \pm 0,0023 \end{array} \right.$	

Tableau IV - Excitation coulombienne multiple pour les isotopes du tellure de masses 126 et 130.

Les valeurs de $P_{0+ \rightarrow 2'+}^{(1)}$ et de $P_{0+ \rightarrow 2+ \rightarrow 2'+}^{(2)}$, nous permettent de déterminer l'importance relative de l'excitation simple et de l'excitation multiple. Ces valeurs figurent dans le tableau ci-dessous.

Etat final	E _{Max.}	P _{exp.}	$P_{0+ \rightarrow 2'+}^{(1)}$	$P_{0+ \rightarrow 2+ \rightarrow 2'+}^{(2)}$
1.425 KeV	46 MeV	1,28.10 ⁻³	0,20.10 ⁻³	1,08.10 ⁻³
1.425 KeV	48,5 MeV	1,6 .10 ⁻³	0,23.10 ⁻³	1,37.10 ⁻³

Alors que dans un travail précédent [13] ce niveau avait été atteint par excitation simple, dans notre cas il est essentiellement excité par une interaction coulombienne multiple.

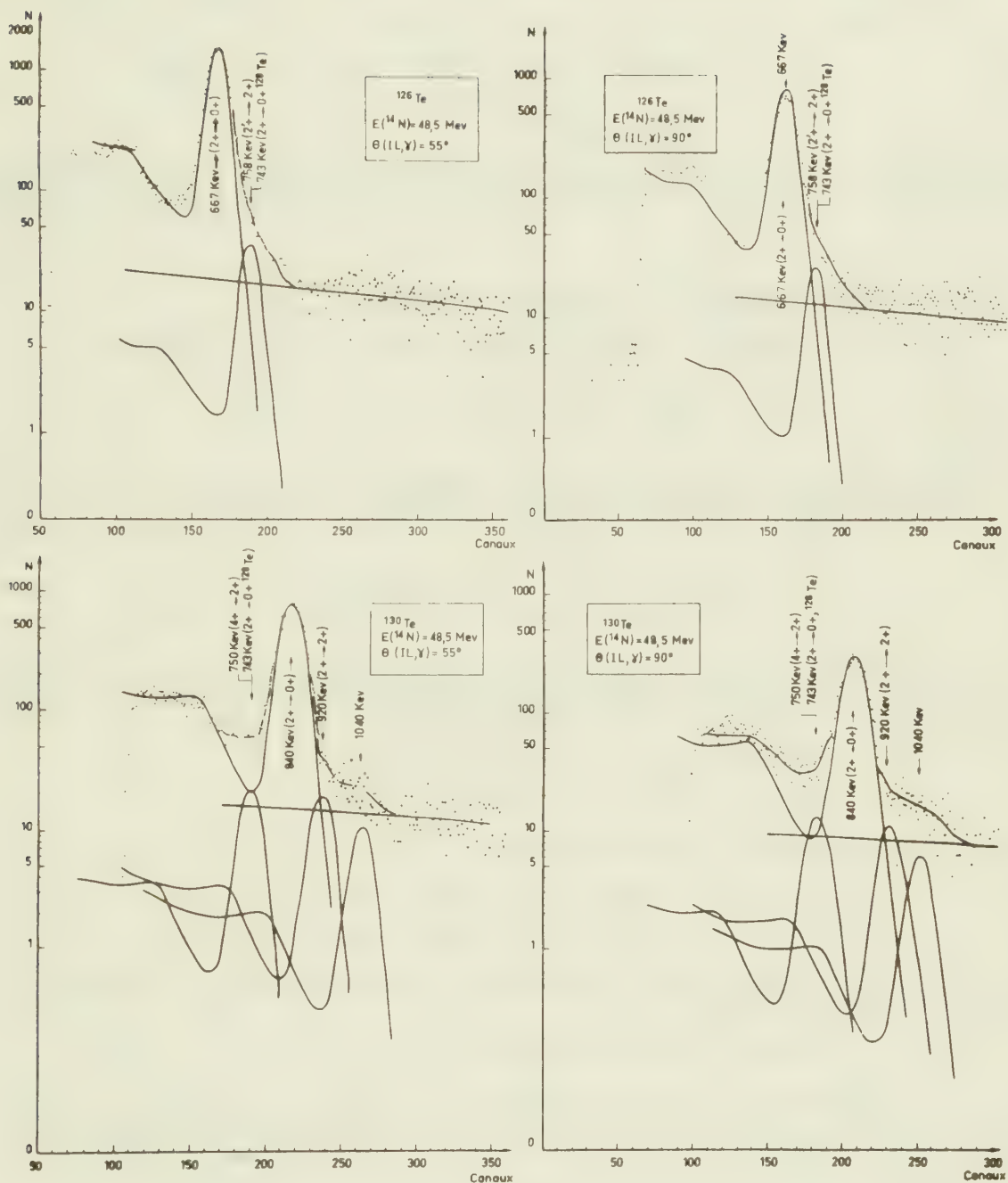


Figure 11 - Spectres de coïncidences ions lourds- γ obtenus par excitation coulombienne des isotopes 126 et 130 du tellure. L'énergie du faisceau incident de ^{14}N est 48,5 MeV. La détection des rayonnements γ est faite simultanément à 55° et à 90° .

III.4.2 - TELLURE 130 : NIVEAU DE 1590 KeV (4+)

La valeur trouvée pour la probabilité réduite de transition :

$B(E2, 2+ \rightarrow 4+)_{130} = 0,15 \pm 0,04 (e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4)$ peut être comparée à celle obtenue dans une expérience effectuée sur le TELLURE 126 - {11} :

$$B(E2, 2+ \rightarrow 4+)_{126} = 0,23 \pm 0,10 (e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4)$$

Le rapport :

$$\frac{B(E2, 4+ \rightarrow 2+)}{B(E2, 2+ \rightarrow 0+)}$$

a une valeur de $1,25 \pm 0,55$ pour $A = 126$ et de $1,40 \pm 0,10$ pour $A = 130$. Il vaut 2 pour un noyau vibrationnel.

III.4.3 - TELLURE 130 : NIVEAU DE 1760 KeV (2+) ET 1880 KeV (2+)

Nous ne connaissons pas pour ces deux niveaux la valeur du rapport :

$$\frac{I_Y(2+ \rightarrow 0+)}{I_Y(J+ \rightarrow 2+)}$$

ni par conséquent, la valeur du facteur c_{ϕ} . Il est cependant possible de faire, pour ces deux niveaux, les deux hypothèses extrêmes suivantes :

$$\begin{aligned} \text{(I)} \quad & B(E2, J+ \rightarrow 2+) = 0, \\ \text{(II)} \quad & B(E2, J+ \rightarrow 2+) = 2B(E2, 2+ \rightarrow 0+), \\ & \text{avec } B(E2, 2+ \rightarrow 0+) = 0,06 \cdot e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4 - (\text{tableau I}). \end{aligned}$$

La deuxième hypothèse suppose que la valeur maximum possible de $B(E2, J+ \rightarrow 2+)$ est égale à celle prévue par le modèle à phonons. Dans ces conditions, nous obtenons deux valeurs limites pour les probabilités de transition $0+ \rightarrow J+$:

$$\begin{aligned} & 0,029 \leq B(E2, 0, 0+ \rightarrow 1760 \text{ KeV}, 2+) \leq 0,040 \\ \text{et} \quad & 0,023 \leq B(E2, 0, 0+ \rightarrow 1880 \text{ KeV}, 2+) \leq 0,035, \end{aligned}$$

et nous pouvons, par conséquent, adopter les valeurs :

$$\begin{aligned} B(E2; 0, 0+ \rightarrow 1760 \text{ KeV}, 2+) &= 0,035 \pm 0,010 \cdot e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4 \\ \text{et } B(E2; 0, 0+ \rightarrow 1880 \text{ KeV}, 2+) &= 0,029 \pm 0,010 \cdot e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4. \end{aligned}$$

La valeur expérimentale obtenue pour le niveau à 1760 KeV est incompatible avec la valeur mesurée par LEMBERG :

$$0,0112 \pm 0,0023 \cdot e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4 \quad (13)$$

L'importance de l'excitation multiple est donnée dans le tableau ci-dessous. Les calculs sont effectués pour une énergie maximum du faisceau de 46 MeV en utilisant les hypothèses (I) et (II). Dans les deux cas, nous voyons que les deux niveaux sont excités essentiellement par une interaction simple.

Etat final	Hypothèse	E_{Max}	P_{exp}	$P_{0+ \rightarrow J+}^{(1)}$	$P_{0+ \rightarrow 2+ \rightarrow J+}^{(2)}$
1760 KeV	(I)	46 MeV	$12,4 \cdot 10^{-4}$	$12,4 \cdot 10^{-4}$	0
1760 KeV	(II)	46 MeV	$12,4 \cdot 10^{-4}$	$9,4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$
1880 KeV	(I)	46 MeV	$9,2 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^{-4}$	0
1880 KeV	(II)	46 MeV	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$

III.5 - PROBABILITES REDUITES DE TRANSITION DIPOLAIRE MAGNETIQUE

Les corrélations angulaires ont permis de déterminer la valeur du coefficient de mélange $\delta^2(E2/M1)$ de la transition $2^+ \rightarrow 2^+, - \{37\} - \{56\} - \{57\} - \{98\} - \{99\}$. Les probabilités de transition dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique sont liées à δ^2 par la relation suivante :

$$\delta^2\left(\frac{E2}{M1}\right) = 0,68.E_Y^2(\text{MeV}) \cdot \frac{B(E2 \rightarrow) \cdot (e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4)}{B(M1 \rightarrow) \cdot (\hbar e/2Mc)^2}$$

Dans le tableau ci-dessous, nous avons fait figurer les valeurs des probabilités réduites de transition dipolaire magnétique des isotopes du tellure de masse 122, 124, 126 pour lesquels la valeur de δ^2 est connue.

A	Transition	δ^2	$B(E2 \rightarrow)$ $e^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4$	$B(M1 \rightarrow)$ $(\hbar e/2Mc)^2$	Référence pour $B(E2)$
122	0,6928	12	$0,35 \pm 0,16$	$(1 \pm 0,5) 10^{-2}$	{13}
124	0,7229	12,6	0,35	$0,9 \cdot 10^{-2}$	{13}
126	0,758	77	$0,17 \pm 0,04$	$0,08 \cdot 10^{-2}$	Présent travail

Les valeurs de $B(M1)$ observées expérimentalement sont beaucoup plus faibles que la valeur $B_{s.p.}$.

$$\frac{B(M1)_{\text{exp.}}}{B_{s.p.}} \approx 3 \cdot 10^{-3}.$$

Ce facteur de retard important sera discuté dans la troisième partie de ce travail.

DEUXIEME PARTIE

-=-

ETUDE DES ISOTOPES PAIRS DU TELLURE
PAR DES METHODES DE SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE

I - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

I.1 - PREPARATION DES SOURCES RADIOACTIVES

I.1.1. - PREPARATION DES SOURCES RADIOACTIVES D'IODE, SEPARATION IODE-TELLURE

Nous avons irradié au synchrocyclotron du laboratoire de la poudre de tellure naturel afin d'obtenir de l'iode radioactif par réactions (p, xn) . L'énergie des protons incidents, choisie de manière à favoriser la production de l'isotope désiré, est d'environ 140 MeV pour obtenir ^{118}I , {34}. L'iode radioactif, séparé du tellure par chauffage, pénètre directement sous vide dans la source d'ions du séparateur de masse - {36}, (fig. 12).

Cette séparation appelle plusieurs remarques :

- 1°) le four doit être porté à la température de fusion du tellure pour que l'iode puisse sortir ($\sim 700^\circ\text{C}$).
- 2°) L'iode radioactif doit être entraîné vers la source d'ions par des vapeurs d'iode naturel.
- 3°) Nous avons, en général utilisé du tellure naturel, mais la séparation peut s'effectuer avec de l'oxyde de tellure. Le rendement est cependant généralement moins bon.
- 4°) Cette séparation ne nécessite aucun traitement chimique. Dix minutes environ s'écoulent entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure, ce qui permet d'étudier des corps de période aussi courte que $3,62 \pm 0,06$ min. (^{122}I) et 13 ± 2 min. (^{118}I).
- 5°) Des sources ainsi préparées peuvent contenir des impuretés telles que l'isotope d'iode de masse supérieure, et plus rarement l'antimoine entraîné lors de la séparation physique. La contamination en iode de masse impaire se traduit par la présence, dans le spectre, de raies γ de basse énergie. Les résultats qui suivent ont été obtenus à partir des sources exemptes de ce type d'impuretés. La mesure de la période de chaque rayonnement a permis de préciser la liste des γ associés à la désintégration de l'iode.

I.1.2 - PREPARATION DES SOURCES RADIOACTIVES DE ^{122}Xe , SEPARATION IODE-XENON

L'iode ^{122}I a une période relativement courte. Aussi, plutôt que de le former directement, nous l'avons produit à partir de la désintégration par capture électronique du ^{122}Xe ($T_{1/2} = 20$ h).

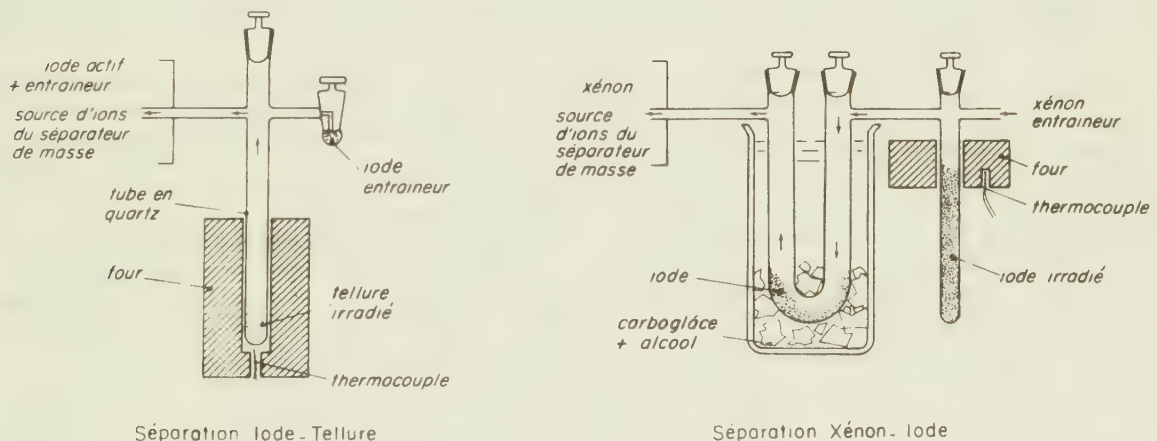


Figure 12 - Dispositifs expérimentaux utilisés pour les séparations iode-tellure et xénon-iode.

Le xénon radioactif est produit par irradiation externe de 10 cm^3 d'iode naturel, au synchro-cyclotron. La cible d'iode naturel est refroidie par un circuit d'eau pour éviter le changement d'état de l'iode et le départ du xénon radioactif formé. La séparation iode-xénon est faite par évaporation sous vide de l'iode irradié. L'iode est condensé dans un piège refroidi par un mélange de carboglace et d'alcool. Le xénon radioactif est entraîné vers la source d'ions du séparateur par un courant gazeux de xénon naturel - {68} , (fig. 12).

I.1.3 - PREPARATION DES SOURCES RADIOACTIVES D'ANTIMOINE

Nous avons, dans ce cas, irradié à la pile de l'antimoine naturel et formé les isotopes radioactifs ^{122}Sb et ^{124}Sb par réaction (n, γ) . ^{122}Sb est obtenu par séparation isotopique. Pour ^{124}Sb nous laissons décroître l'activité de ^{122}Sb dans la source. Dans ce dernier cas, des mesures ont été effectuées à plusieurs mois d'intervalle pour s'assurer que la source ne contenait pas d'impuretés de longue période.

I.2 - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

I.2.1 - DETECTEURS AU GERMANIUM COMPENSE AU LITHIUM

Nous disposons d'un détecteur au germanium compensé au lithium, d'un volume utile de 5 cm^3 . La résolution du dispositif détecteur-préamplificateur est de 2,5 KeV sur la raie de 1,33 MeV du ^{60}Co et de 4,5 KeV sur la raie de 2,75 MeV du ^{24}Na . La chaîne d'analyse comprend un amplificateur (Tennelec), un convertisseur d'amplitude (C.A. 13) et un bloc mémoire de 4096 cx (B.M. 96). L'ensemble est d'une très grande stabilité et permet d'effectuer des mesures pendant une dizaine de jours, sans utiliser de stabilisateur de spectre, tout en conservant une résolution convenable. La dérive était inférieure à $\pm 0,5 \cdot 10^{-3}$. Le taux de comptage admissible pour conserver une bonne résolution est de 2.000 c/s, ceci sans restauration de la ligne de base de l'amplificateur Tennelec.

Pour l'étude de ^{124}Sb et de ^{118}I , nous avons utilisé une jonction de $1,5 \text{ cm}^3$ avec un préamplificateur dont l'élément d'entrée est un transistor à effet de champ refroidi à 140°K. Ce préamplificateur possède les caractéristiques suivantes : résolution à $\text{OpF}=0,45\text{KeV}$, pente : 0,04 KeV par pF, résolution de l'ensemble : 1,08 KeV à 100 KeV, - {82} à {84} .

I.2.2 - CIRCUIT DE COÏNCIDENCES γ - γ MULTIVOIES

Nous avons effectué des coïncidences γ - γ avec, sur une voie, le détecteur au germanium décrit plus haut et, sur l'autre voie, un cristal INa de 7,5 x 7,5 cm Harschaw associé à un photomultiplicateur R.C.A.

Le système présenté à la figure 13 permet de sélectionner simultanément quatre bandes en énergie ($E_{1,2,3,4}$) sur la voie correspondant au cristal INa .

La mise en temps des voies rapides est faite par détection du passage à zéro des impulsions linéaires doublement différenciées par ligne. Le temps de résolution est de 50 ns. Sur la voie correspondant au détecteur INa , les impulsions sortant de l'amplificateur sont envoyées sur quatre bandes en énergie sélectionnées ($E_{1,2,3,4}$). La sortie des sélecteurs monocanaux est mise en temps par l'impulsion correspondant au passage à zéro de l'impulsion linéaire doublement différenciée, délivrée par l'amplificateur. Les sorties des quatre sélecteurs d'amplitude sont envoyées dans un circuit mélangeur (0 U logique) et sur quatre circuits de coïncidences lents (E T logique). La sortie du circuit 0 U est envoyée sur l'entrée "coïncidence retardée" d'un sélecteur d'amplitude 400 cx. Ce sélecteur d'amplitude permet de surveiller en permanence les quatre bandes en énergie ($E_{1,2,3,4}$) sélectionnées sur la voie correspondant au cristal INa . Les circuits $E T_{1,2,3,4}$ servent à trier les impulsions de coïncidences correspondant aux énergies $E_{1,2,3,4}$. Les circuits $E T'_{1,2,3,4}$ mettent en temps les impulsions sortant des circuits $E T_{1,2,3,4}$ avec l'impulsion linéaire. Celle-ci présente, en effet, à la sortie de la loupe Tennelec une fluctuation dans le temps de 2 à 6 μs suivant sa hauteur. Les impulsions linéaires correspondant à la voie Ge-Li, en coïncidence, sont envoyées par l'aiguilleur A.P.32 dans la plage de 1024 cx correspondant

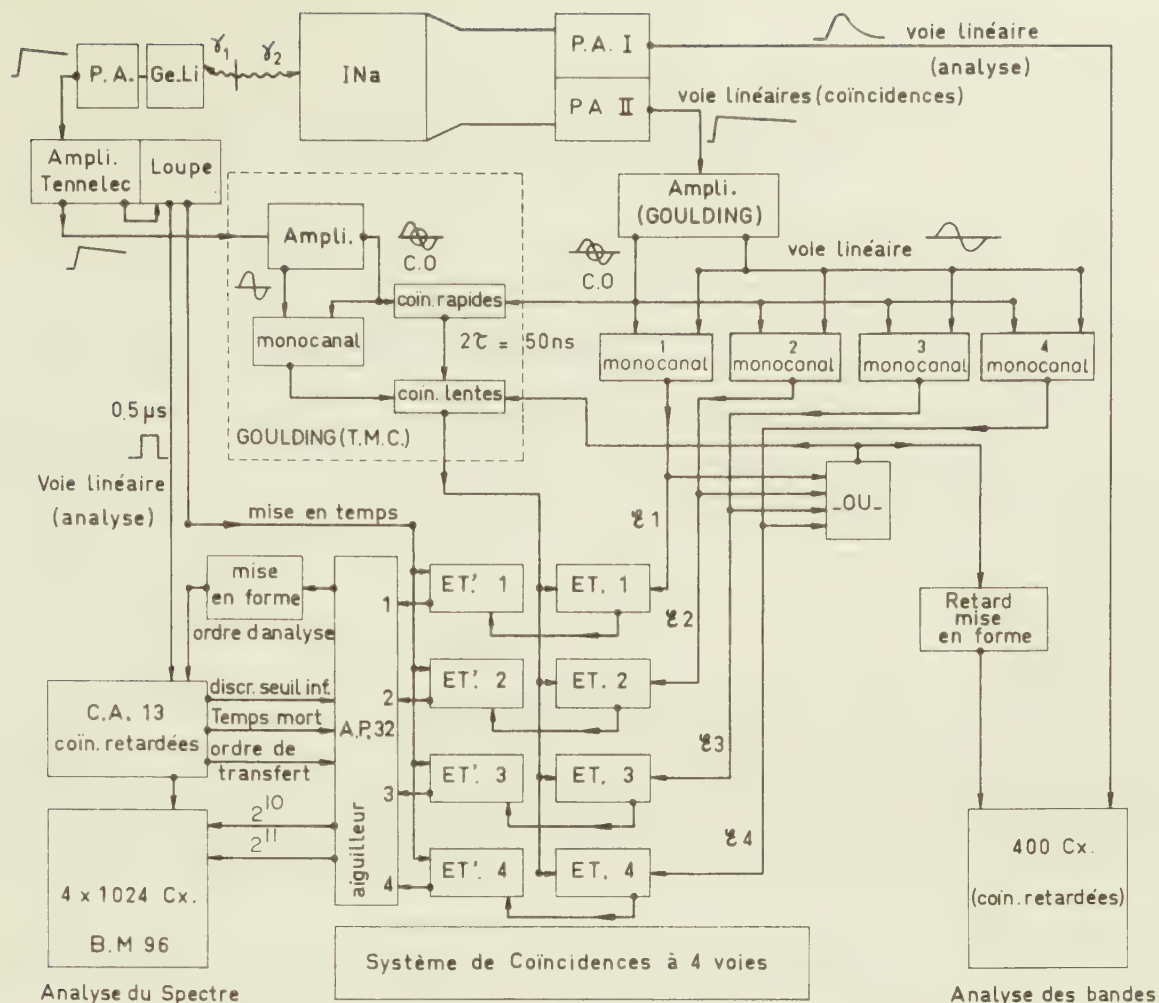


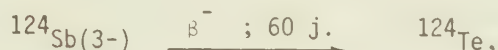
Figure 13 - Système de coïncidences à quatre voies.

aux énergies E_1, E_2, E_3, E_4 sélectionnées sur l'autre voie. Ce système est d'une grande stabilité : il peut fonctionner une quinzaine de jours consécutifs sans dérive appréciable sur la voie d'analyse Ge-Li et sur le système de coïncidences rapide-lent. Les dérives des quatre sélecteurs monocanaux sont suivies au 400 cx et corrigées manuellement toutes les 12 heures environ.

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX

II.1 - ETUDE DU SCHEMA DE NIVEAUX DU TELLURE 124

Nous nous sommes intéressés à l'étude de la désintégration de l'ANTIMOINE 124 :



et de l'IODE 124 :



Ces désintégrations avaient déjà fait l'objet de plusieurs travaux, {36} à {55} . Cependant, l'utilisation d'un détecteur au germanium de très bonne résolution, associé à un circuit de coïncidences multivoies (fig. 13) nous a permis d'apporter de nombreux résultats nouveaux en ce qui concerne le schéma de niveaux du TELLURE 124. En particulier, nous avons pu mettre en évidence une séquence de niveaux $J, \pi = 2+$ et une séquence de niveaux possédant une parité négative. Nous mettons également en évidence, dans cet isotope, les transitions entre les états de parité négative et le premier niveau : $J, \pi = 3-$ de 2294 KeV ; {17} - {18} - {35} - {36} .

II.1.1 - ETUDE DE LA DESINTEGRATION : $^{124}\text{Sb}(3-) \xrightarrow{\beta^- ; 60 \text{ j}} ^{124}\text{Te}$

La figure 14 représente le spectre γ associé à la désintégration de ^{124}Sb . L'énergie et l'intensité des principaux rayonnements γ sont indiquées dans le schéma de désintégration (fig. 15). L'utilisation de la jonction Ge-Li à transistor refroidi a permis de séparer complètement le doublet 708-714 KeV. Les travaux antérieurs {42} - {76} avaient conduit à proposer deux niveaux, à 1350 KeV et à 1912 KeV. L'existence de ces états excités n'a pu être confirmée par nos mesures. Le schéma de la fig. 15 appelle par ailleurs plusieurs remarques :

Niveaux à 1960 KeV : Nous n'avons pu mettre en évidence la transition γ de 635 KeV, du niveau à 1960 KeV vers le niveau à 1325 KeV, en raison du fond Compton important dans cette zone d'énergie. Nous pouvons fixer à 0,1 % la valeur supérieure de son intensité relative.

Niveau à 2036 KeV : Nous observons quatre rayonnements γ qui désexcitent ce niveau vers les états $2^+, 4^+, 2+$ et 0^+ . Ces rayonnements sont les suivants : 714 KeV (2,8 %), 789 KeV (0,85 %), 1434 KeV (1,12 %) et 2036 KeV (0,07 %). Ceci permet de proposer un spin et une parité 2^+ pour ce niveau. La valeur du $\log ft$ (9,2) n'est pas significative, car toutes les transitions $\Delta I = 1$ (oui) sont très retardées dans la désintégration de ^{124}Sb . Ce niveau correspond probablement à celui observé en réaction (d,d') {3} .

Niveau à 2293 KeV : En plus des transitions déjà connues, nous observons la transition $(3-) \rightarrow (0+)$ avec une intensité relative de 0,03 % et nous obtenons :

$$\frac{I_{\gamma}(3- \rightarrow 0+)}{I_{\gamma}(3- \rightarrow 2+)} = (6 \pm 2) \cdot 10^{-4} \quad \{36\}$$

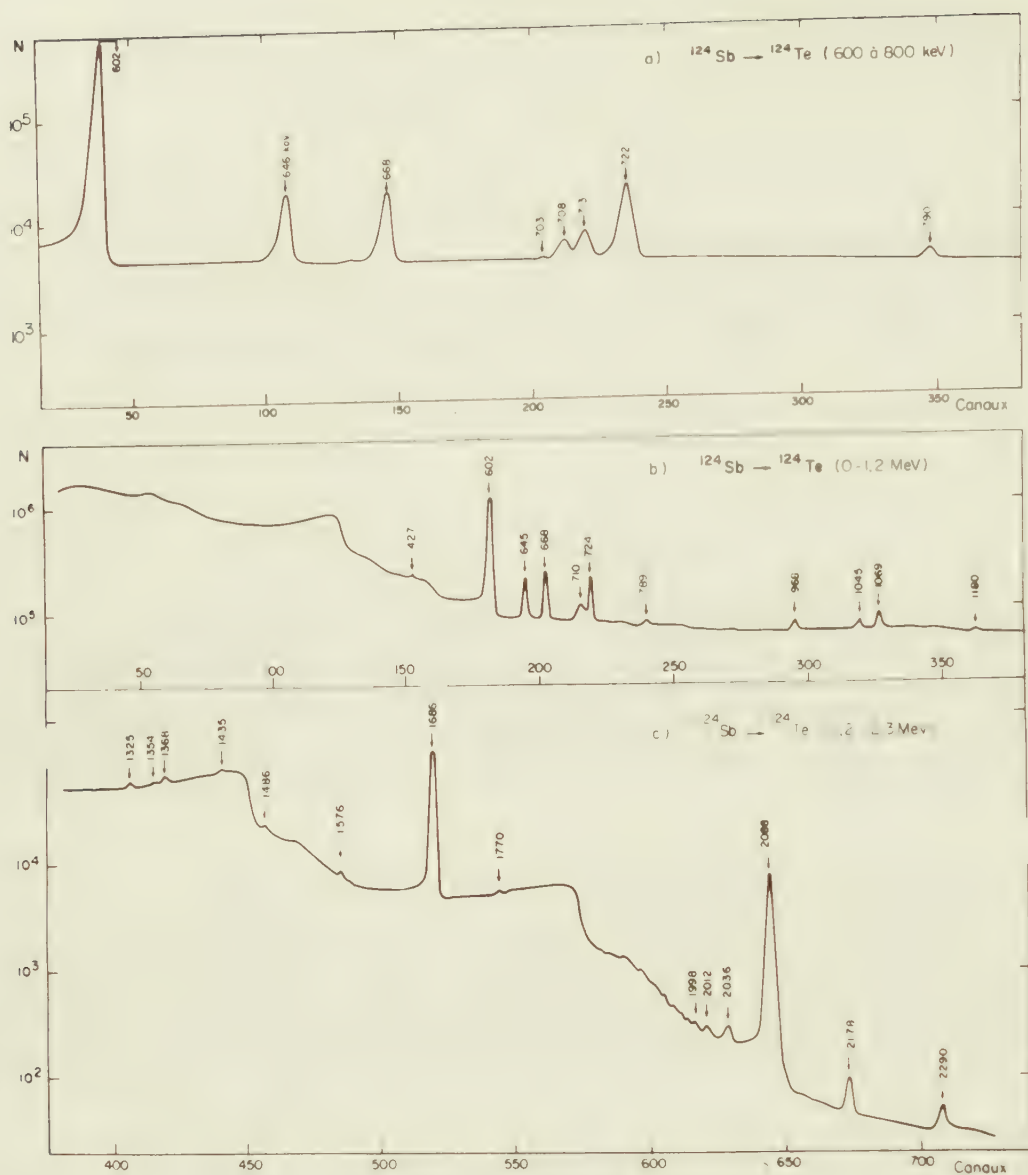


Figure 14 - Spectre γ associé à la désintégration : $^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$.
a) $600 \text{ KeV} < E_\gamma \leq 800 \text{ KeV}$; b) $E_\gamma \leq 1,2 \text{ MeV}$;
c) $1,2 \text{ MeV} < E_\gamma \leq 2,3 \text{ MeV}$.

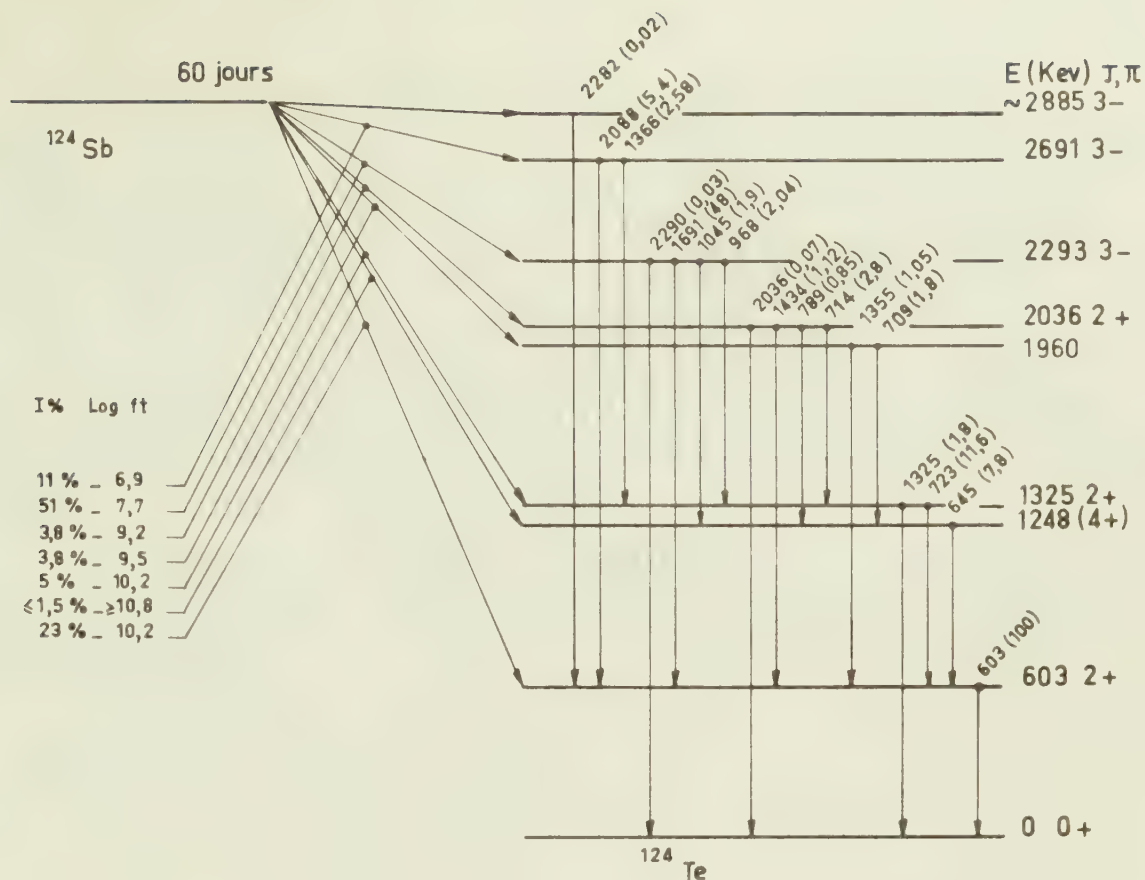


Figure 15 - Schéma de désintégration : $^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$. Sur cette figure, sont seuls reportés les principaux niveaux nourris au cours de cette désintégration.

Niveaux à 2691 KeV : La transition de 1445 KeV (2 %) entre les niveaux de 2691 KeV (3-) et 1248 KeV (4+) mentionnée dans la littérature [76], ne peut pas correspondre aux rayonnements observés de 1435 KeV et 1486 KeV. L'intensité de cette transition, si elle existe, est nettement inférieure à 2%. La faible efficacité du détecteur solide ne nous a pas permis de voir la transition de 2691 KeV (3- $\rightarrow$ 0+) : l'intensité relative la plus faible que nous ayons pu observer dans cette zone d'énergie est de l'ordre de 0,02 %.

II.1.2 - ETUDE DE LA DESINTEGRATION : $^{124}\text{I}(2-)$ β^+ et C.E. 4,2j $\rightarrow$ ^{124}Te

II.1.2.a - SPECTRE DE RAYONNEMENTS γ EMIS AU COURS DE LA DESINTEGRATION : Le spectre direct obtenu résulte d'une mesure continue relativement longue (120 heures). La résolution du détecteur au germanium, pour la durée totale de la mesure est de 7 KeV sur la raie de 2747 KeV (fig. 16). Le tableau VI indique l'énergie et l'intensité des rayonnements γ . Ce spectre (fig. 16) appelle plusieurs remarques :

Certaines raies complexes n'ont pu être résolues, ce qui entraîne une incertitude sur l'énergie et l'intensité des rayonnements γ correspondants. Les diverses raies que nous avons pu décomposer sont les suivantes :

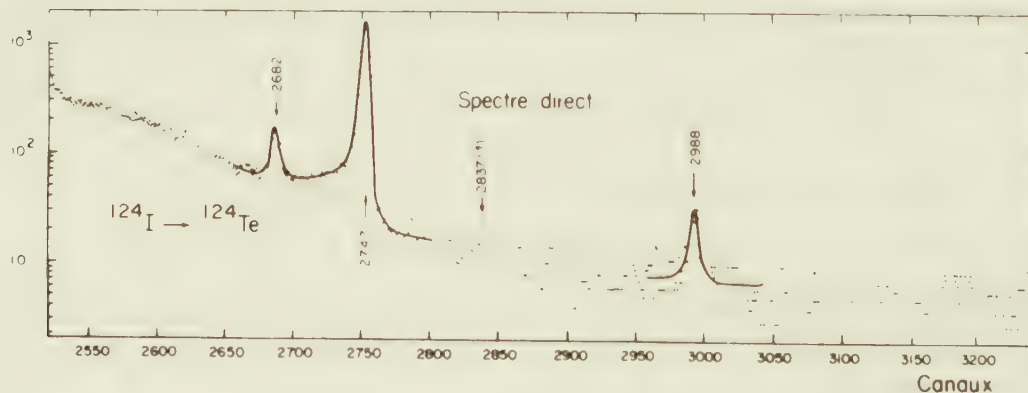
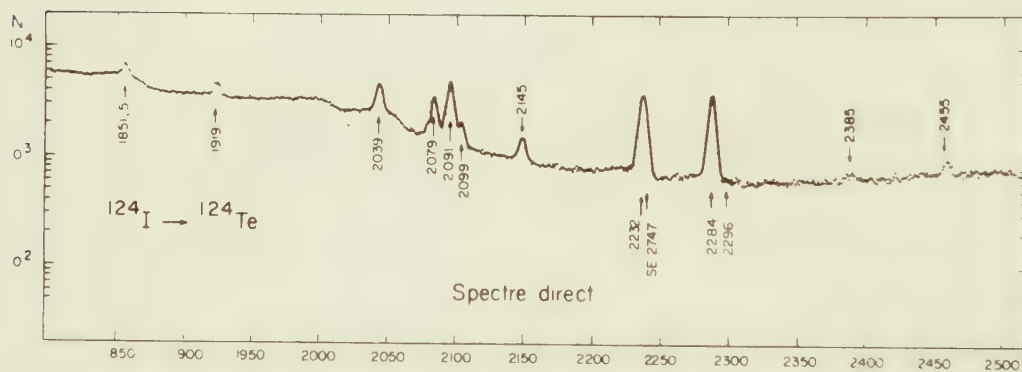
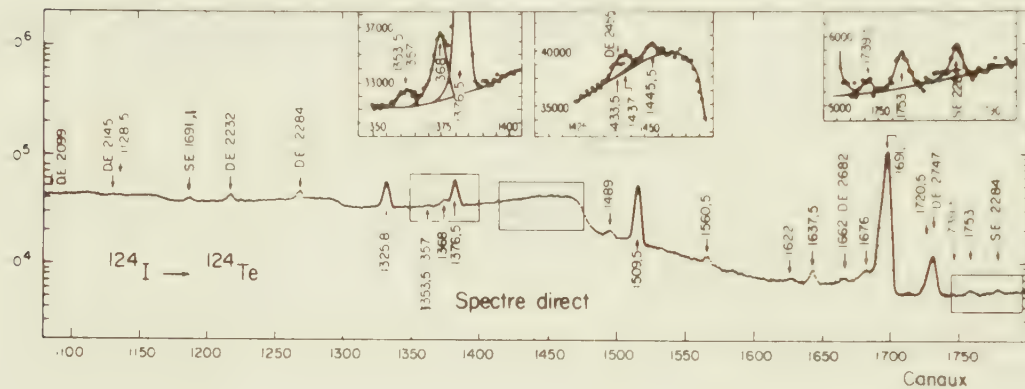
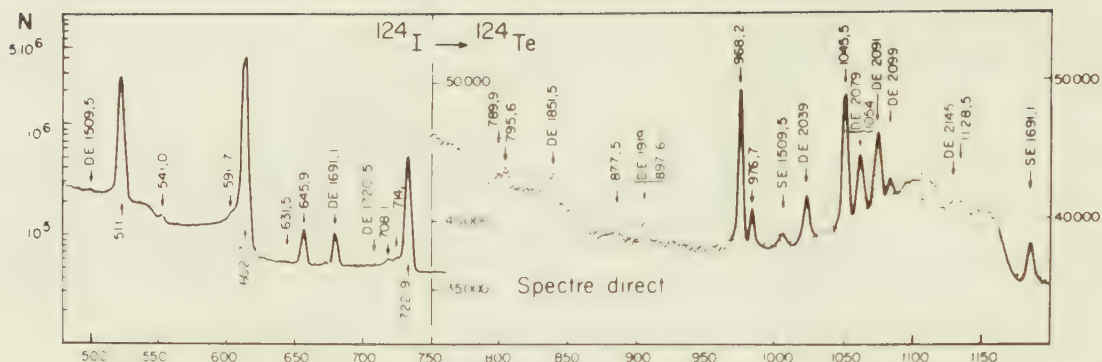


Figure 16 - Spectre direct γ associé à la désintégration : $^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$.

591,7 + 602,7 KeV
 708,1 + 714,1 + 722,9 KeV
 789,9 + 795,6 KeV
 897,6 + D.E. 1919 KeV
 1054 + D.E. 2079 KeV
 1128,5 + D.E. 2145 KeV
 1353,5 + 1357 KeV

1368 + 1376,5 KeV
 1433,5 + 1437 KeV + D.E. 2455 KeV
 1662 + D.E. 2682 KeV
 1676 + 1691,1 KeV
 1720,5 + D.E. 2747 KeV
 2091 + 2099 KeV
 2232 + S.E. 2747 KeV

Dans la plupart des cas cités ci-dessus, les coïncidences ont permis de confirmer les décompositions des raies complexes que nous avons effectuées. D'autre part, certaines raies sont de très faible intensité, ce qui entraîne une incertitude sur l'énergie et l'intensité du rayonnement correspondant, en particulier pour les rayonnements de 631,5, 1739,5, 2296 et 2837 KeV. Deux d'entre eux avaient déjà été observés (631,5 et 2296 KeV) dans la désintégration : $^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ - {37} - {38} .

La courbe d'étalonnage de la chaîne de détection a été déterminée par la méthode des moindres carrés en utilisant 25 rayonnements γ de référence. Parmi ceux-ci, 15 sont des rayonnements standards - {76} à {81} et les 10 autres appartiennent au spectre γ de la désintégration de ^{124}Sb {37} {79} . Pour l'énergie de ces derniers, nous avons adopté les valeurs suivantes :

602,45 $\pm$ 0,20 KeV
 645,69 $\pm$ 0,20 KeV
 (D.E. 1961,24) ----- 669,64 $\pm$ 0,09 KeV
 714,33 $\pm$ 0,15 KeV
 723,20 $\pm$ 0,13 KeV
 968,04 $\pm$ 0,30 KeV
 1045,62 $\pm$ 0,30 KeV
 1325,65 $\pm$ 0,30 KeV
 1691,24 $\pm$ 0,13 KeV
 2091,20 $\pm$ 0,50 KeV

La précision en énergie est généralement meilleure que $\Delta E/E < 5 \cdot 10^{-4}$. La précision en énergie d'un rayonnement par rapport à un autre est meilleure que : $\Delta E/E < 4 \cdot 10^{-4}$ et dans la plupart des cas que $\Delta E/E < 2 \cdot 10^{-4}$. Ceci nous a permis de comparer les valeurs des sommes correspondant aux différentes cascades qui désexcitent un même niveau. Sur la figure 18 (schéma de désintégration de ^{124}I), les triangles noirs figurent, pour chaque état excité, les cascades compatibles entre elles à mieux que $\pm 4 \cdot 10^{-4}$. Seules les valeurs en énergie de trois rayonnements ne vérifient pas ces conditions (2837, 2296 et 897,6 KeV).

Sur les 52 rayonnements γ (tableau VI) issus de la désintégration de ^{124}I , seul le rayonnement de 795,6 KeV n'a pu être placé de manière unique dans le schéma de désintégration (fig. 18). Il peut cependant correspondre à une transition soit entre les niveaux de 2835 et 2039 KeV, soit entre les niveaux de 2886 et 2091 KeV, mais même après avoir effectué les coïncidences γ - γ nous n'avons pas pu trancher entre ces deux possibilités.

II.1.2.b - SPECTRES DE COINCIDENCES γ - γ : Nous avons étudié les spectres des γ en coïncidence avec les rayonnements γ de 511, 603, 723, 1509 et 1691 KeV. Dans ces deux derniers cas, pour pouvoir séparer les vraies coïncidences des coïncidences fausses et des coïncidences fortuites, nous avons pris deux bandes en énergie sur le fond Compton, l'une entre 1506 et 1640 KeV, l'autre entre 1780 et 1880 KeV. La géométrie, pour cette expérience, est extrêmement compacte. La source se trouve à 2 cm du détecteur au germanium et à environ 4 cm du cristal INa. Les deux détecteurs sont à 90° l'un de l'autre, pour éviter les coïncidences entre les γ de 511 KeV provenant de l'annihilation du rayonnement β^+ .

L'ensemble des résultats obtenus est rassemblé dans le tableau VI. Les figures 17a et 17b montrent les spectres des γ en coïncidence avec les rayonnements de 511, 603, 646 et 722 KeV. La figure 17c montre les spectres des γ en coïncidence avec les rayonnements de 1509 et 1691 KeV. Sur la figure 18, nous avons fait figurer par des flèches noires les transitions γ pour lesquels nous avons pu vérifier la coïncidence avec un autre

$^{124}_{53}\text{I} \longrightarrow ^{124}_{52}\text{Te}$		Coïncidences					$^{124}_{53}\text{I} \longrightarrow ^{124}_{52}\text{Te}$		Coïncid.		
E_γ (keV)	I_γ ‰	603 keV	646 keV	723 keV	1509 keV	1691 keV	E_γ (keV)	I_γ ‰	603 keV	646 keV	723 keV
$541,0 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,5$					+	$1509,5 \pm 0,5$	51 ± 5	+	-	+
$591,7 \pm 0,3$	$\sim 0,7$	+	+	+		+	$1560,5 \pm 0,8$	$2,2 \pm 0,4$	+	-	+
$602,7 \pm 0,2$	1000		+	+	+	+	$1622 \pm 0,8$	$1 \pm 0,2$			
$631,5 \pm 0,3$	$\sim 0,1$						$1637,5 \pm 0,7$	$3,2 \pm 0,3$	+	+	?
$645,9 \pm 0,2$	$16,4 \pm 1$	+		-			$1662 \pm 0,9$	~ 1			
$708,1 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,3$	+	+			+	$1676 \pm 0,8$	$2,5 \pm 0,5$	+	-	+
$714,1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,3$	+		+			$1691,1 \pm 0,2$	195 ± 10	+	-	-
$722,9 \pm 0,2$	163 ± 10	+			+	-	$1720,5 \pm 0,8$	$3,8 \pm 0,8$	+	-	-
$789,9 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,1$		+				$1739,5 \pm 0,9$	$0,4 \pm 0,1$			
$795,6 \pm 0,4$	$0,75 \pm 0,1$						$1753 \pm 0,9$	$1 \pm 0,2$			
$877,5 \pm 0,5$	$0,4 \pm 0,1$						$1851,5 \pm 0,9$	$2,4 \pm 0,3$	+		-
$897,6 \pm 0,5$	$0,5 \pm 0,1$			+			$1919 \pm 0,9$	$3 \pm 0,3$	+		-
$968,2 \pm 0,3$	$6,8 \pm 0,7$	+	-	+			2039 ± 1	$5,5 \pm 1$	+	-	-
$976,7 \pm 0,5$	$1,2 \pm 0,2$	+	+	+			2079 ± 1	$7,2 \pm 1$	+	-	-
$1045,5 \pm 0,3$	$6,9 \pm 0,7$	+	+	-			$2091 \pm 0,5$	$11,3 \pm 1$	+	-	-
$1054 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,3$	+	-	-			2099 ± 1	$2,5 \pm 0,5$	+	-	-
$1128,5 \pm 0,6$	$\sim 0,7$						2145 ± 1	$2 \pm 0,4$	+		-
$1325,8 \pm 0,3$	26 ± 5	-	-	-	+		2232 ± 1	$11,4 \pm 1$	+	-	
$1353,5 \pm 0,7$	$\sim 0,6$						2284 ± 1	$11,6 \pm 1$	+	-	
$1357 \pm 0,7$	$1,2 \pm 0,4$						2296 ± 2	$\leq 0,2$			
$1368 \pm 0,7$	$8 \pm 0,8$	+	-	+			2385 ± 1	$0,5 \pm 0,1$	+		
$1376,5 \pm 0,5$	30 ± 4	+	+	+			2455 ± 1	$1 \pm 0,2$	-		
$1433,5 \pm 0,8$	$\sim 0,1$						2682 ± 1	$0,5 \pm 0,1$	-		
$1437 \pm 0,8$	$1,2 \pm 0,4$						2747 ± 1	$9 \pm 0,5$	-		
$1445,5 \pm 0,8$	$1,5 \pm 0,2$						2837 ± 2	$\leq 0,08$			
$1489 \pm 0,7$	$3,6 \pm 0,4$	+	-	-			$2988 \pm 1,5$	$0,2 \pm 0,04$			

Tableau VI - Energie et intensité relative des rayonnements γ associés à la désintégration de ^{124}I . Nous avons également fait figurer dans ce tableau, les résultats de l'étude des spectres des γ en coïncidence avec les rayonnements γ de 603, 646, 723, 1509 et 1691 KeV.

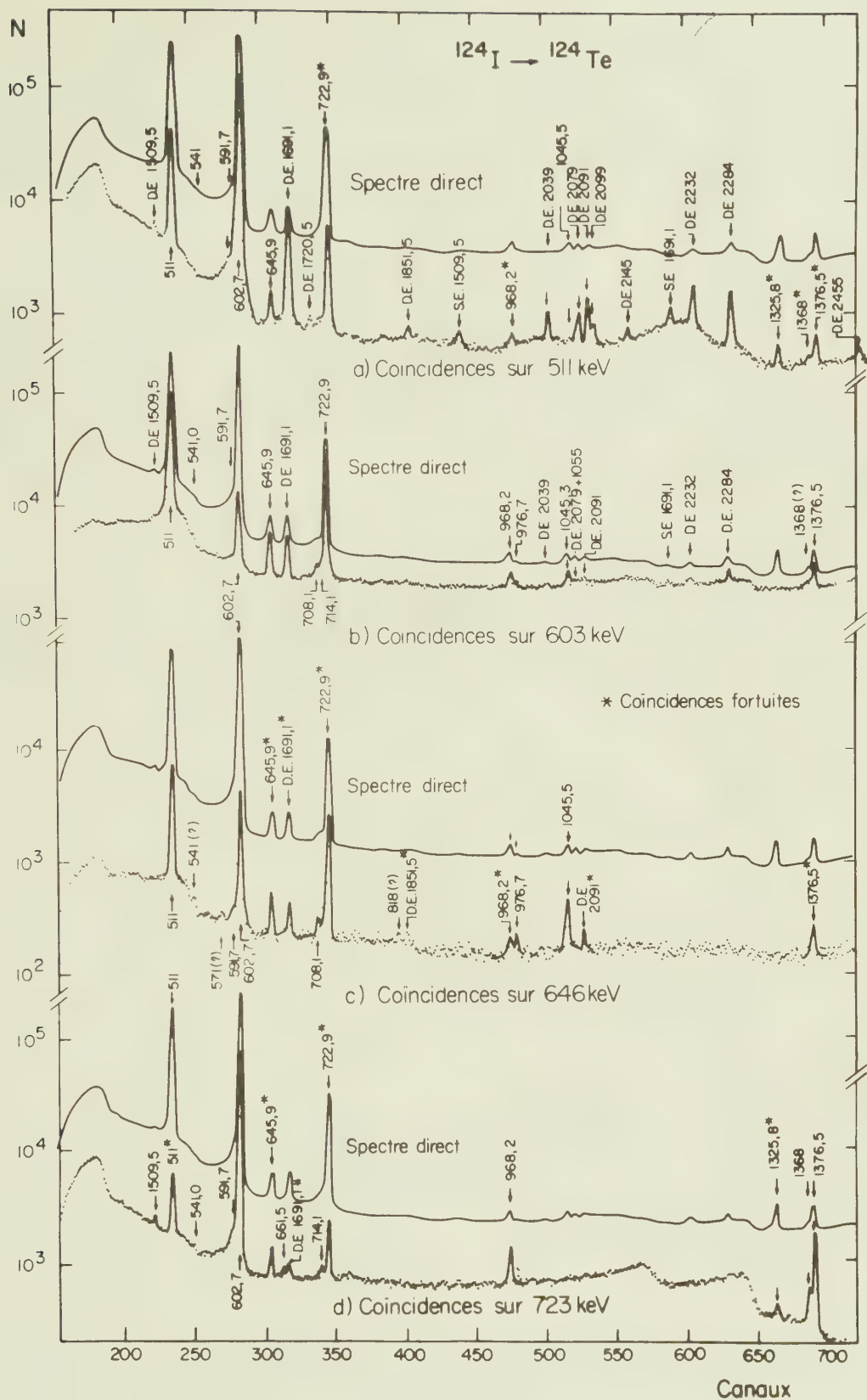


Figure 17a- Spectre de coïncidences (γ - γ) (basses énergies), les bandes étant mises sur les rayonnements de : 511, 603, 646 et 723 keV.

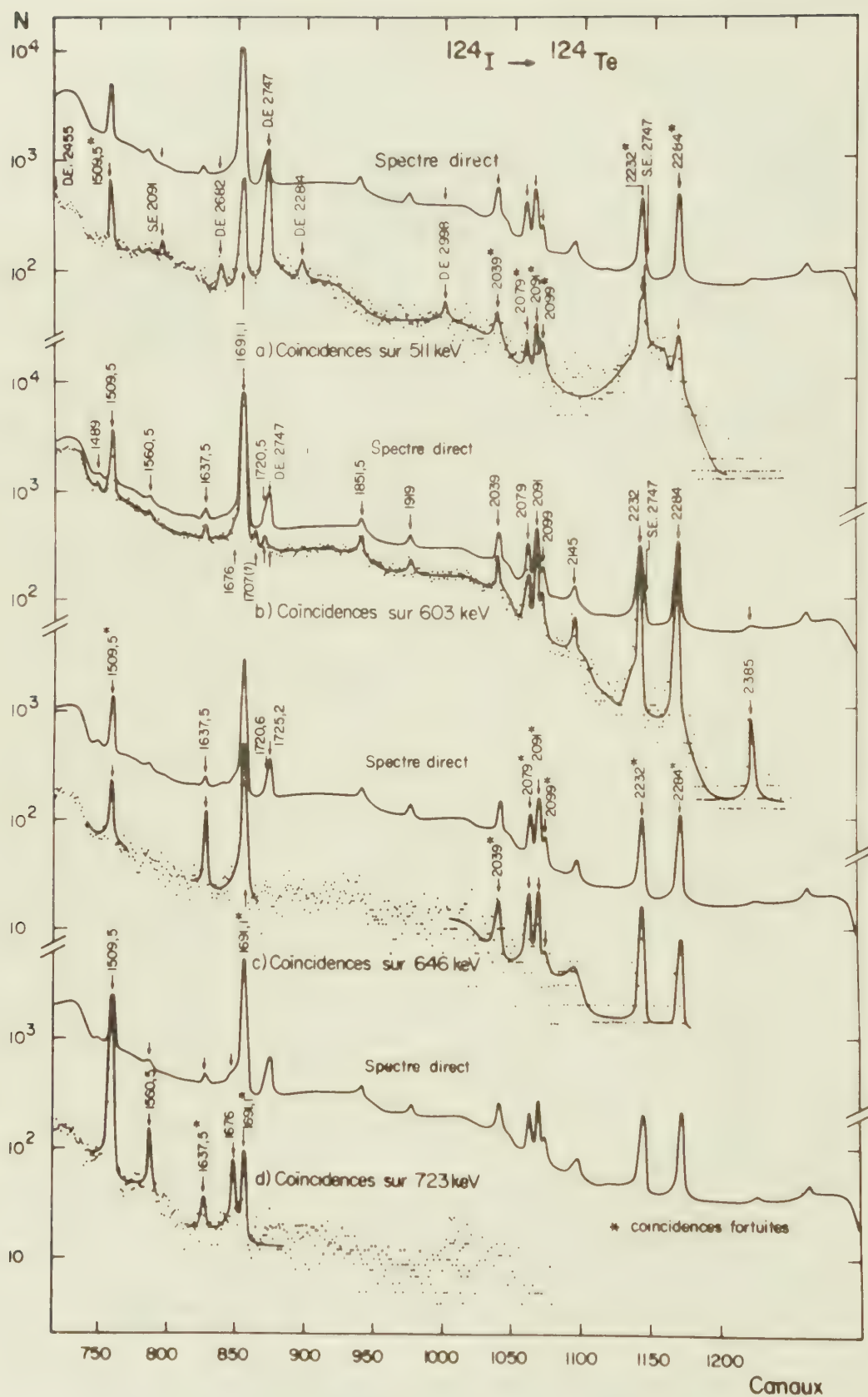


Figure 17b - Spectre de coïncidences (γ - γ) (hautes énergies), les bandes étant mises sur les rayonnements : 511, 603, 646 et 723 KeV.

rayonnement.

Coïncidence avec le rayonnement de 511 KeV : Cette coïncidence a été essentiellement effectuée pour identifier les raies provenant d'une création de paires à l'intérieur du cristal de germanium, suivie d'un simple échappement (S.E.) ou d'un double échappement (D.E.) des γ de 511 KeV. Le spectre de coïncidences et le spectre direct sont normalisés sur les pics correspondant au double échappement des rayonnements γ de 1691,1 et 2747 KeV. Outre l'identification des raies correspondant à un S.E. ou à un D.E., nous avons pu mettre en évidence la complexité des raies suivantes :

1720,5 + D.E. 2747 KeV
2232 + S.E. 2747 KeV

Coïncidences avec les rayonnements de 603, 646 et 723 KeV : Le spectre de coïncidences avec la transition de 603 KeV et le spectre direct sont normalisés sur les rayonnements de 1509,5 ; 1691,1 ; 2091, 2232 et 2284 KeV. Pour le spectre de coïncidences avec le γ de 723 KeV, la normalisation a été effectuée sur le rayonnement de 1509,5 KeV. Dans le spectre des γ en coïncidence avec le γ de 646 KeV, l'importance du fond Compton existant sous la raie de 646 KeV prise dans la bande, provoque de nombreuses fausses coïncidences en plus des coïncidences fortuites. Au-delà de 1650 KeV, ce spectre a grossièrement la forme du spectre direct. Il s'agit là essentiellement de fausses coïncidences et de coïncidences fortuites. Dans les figures 17a et 17b, les pics correspondant à des coïncidences fausses ou fortuites sont notés avec une astérisque.

Coïncidences avec le rayonnement de 1509 KeV : Nous avons effectué cette coïncidence essentiellement pour vérifier que le rayonnement de 1509,5 KeV nourrit effectivement le niveau de 1325,7 KeV, (courbe I, fig. 17c). Dans les courbes II et III de la fig. 17c, on voit ressortir nettement le pic de 645,9 KeV, ceci est provoqué par des coïncidences vraies entre le rayonnement γ de 645,9 KeV et celui de 1637,5 KeV. La raie correspondant à cette dernière transition est partiellement sélectionnée dans chacune des deux bandes en énergie que nous avons choisies.

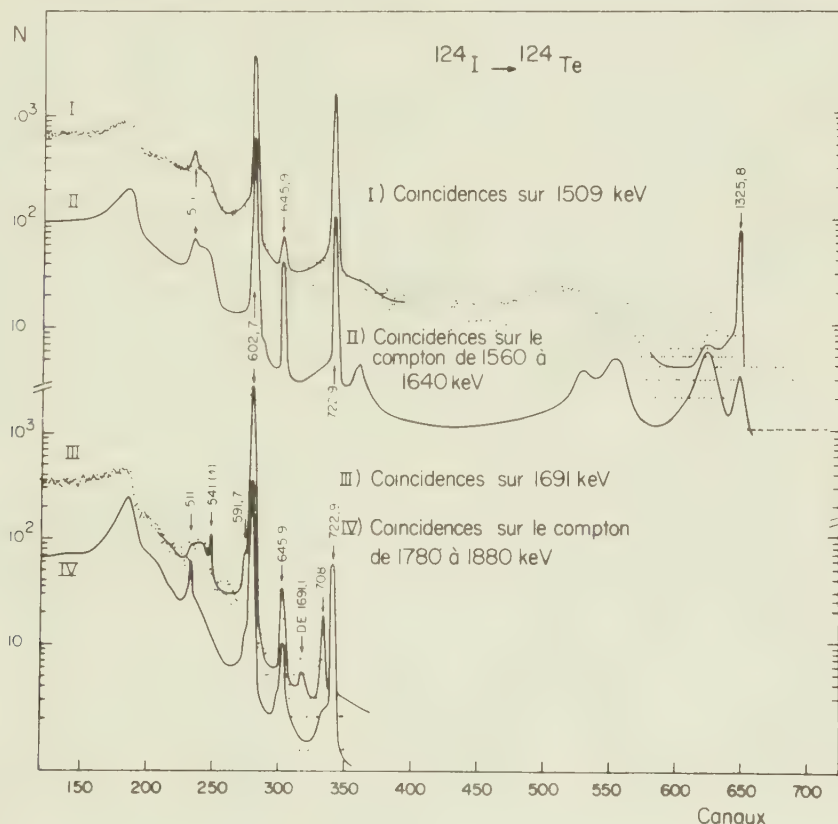
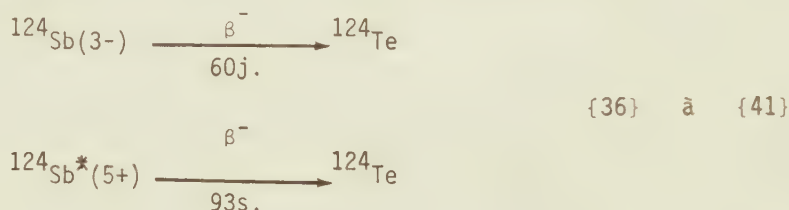


Figure 17c - Spectre de coïncidences (γ - γ), les bandes étant mises sur les rayonnements : 1.509 et 1.691 KeV, ainsi que sur le fond Compton entre 1.560 et 1.640 KeV d'une part et entre 1.780 et 1.880 KeV d'autre part.

Coïncidences avec le rayonnement de 1691 KeV : Nous avons effectué cette coïncidence pour mettre en évidence les transitions γ qui nourrissent le niveau de 2294 KeV. Ce spectre de coïncidences est représenté sur la fig. 17c. Nous avons normalisé les courbes III et IV de la fig. 17c sur le rayonnement de 722,9 KeV. Nous voyons que les transitions de 708,1 et 591,7 KeV sont en coïncidence avec le γ de 1691 KeV. Il en est de même, bien que de façon moins nette, pour le γ de 541 KeV.

II.1.2.c - SCHEMA DE DESINTEGRATION DE $^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$: La figure 18 montre le schéma de désintégration que nous proposons. Il comprend 21 états excités et 53 transitions. L'existence de tous les niveaux que nous proposons au-dessus de 2 MeV, a été confirmée par les coïncidences γ - γ . Nous n'avons pu, par les mesures de coïncidences, vérifier l'existence des niveaux de 1656 et 1956,5 KeV, très faiblement nourris dans la désintégration : $^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$. L'état excité de 1656 KeV a été observé par diverses réactions nucléaires : (p,p') - {26} - (d,d') - {3} et $^{123}\text{Te}(n,\gamma)^{124}\text{Te}$ - {9}. L'état excité de 1956,5 KeV que nous observons est également mis en évidence dans la désintégration : $^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ - {36} à {38}. Nos résultats, présentés à la fig. 18, sont en accord avec des travaux récents effectués sur ce même isotope (étude des électrons de conversion et réactions (n,γ) à partir du ^{123}Te) - {43} - {9}. D'autre part, un certain nombre de niveaux étaient connus par l'étude des désintégrations :



Dans ce schéma (fig. 18), les trois transitions : 708,1, 2039 et 2091 KeV, peuvent être placées en deux endroits différents. Dans le tableau VII, nous avons fait figurer les intensités correspondant à ces diverses possibilités. Ce tableau contient, en outre, la limite supérieure de l'intensité des raies qui ne sont pas observées ou dont l'intensité est très faible, mais qui peuvent être présentes dans le schéma de désintégration proposé. Nous n'avons pas donné toutes les possibilités, mais nous avons retenu essentiellement les transitions qui ont fait l'objet d'une étude analogue dans la désintégration : $^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ - {37}. La première colonne indique la transition étudiée, la deuxième l'énergie du γ correspondant, la troisième : la valeur de l'intensité γ observée dans la désintégration : $^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$, ou bien sa limite supérieure dans le cas où la transition est soit très faible, soit non observée {37}. La quatrième colonne présente les valeurs que nous avons obtenues dans l'étude de la désintégration $^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$; elles correspondent à celles de la troisième colonne. Nous avons noté d'un signe (+) les transitions effectivement observées et d'un signe (-) les transitions non observées, pour lesquelles on donne seulement la valeur de la limite supérieure de l'intensité. Les intensités γ sont mesurées par rapport à l'intensité du rayonnement de 602,7 KeV observé dans chacune des désintégrations.

Intensité de la transition de 2294 KeV, {2294 KeV(3-) $\rightarrow$ 0,0+} : Cette transition est de très faible intensité ; cependant une connaissance assez précise de cette valeur est nécessaire pour déterminer la valeur absolue des probabilités de transition réduites dipolaire électrique (cf. § : I,1.2.e). Les différentes valeurs obtenues pour le rapport :

$$\frac{I_{\gamma} \text{ 3-} \rightarrow \text{0+}}{I_{\gamma} \text{ 3-} \rightarrow \text{2+}}$$

correspondant à l'état de 2294 KeV sont les suivantes :

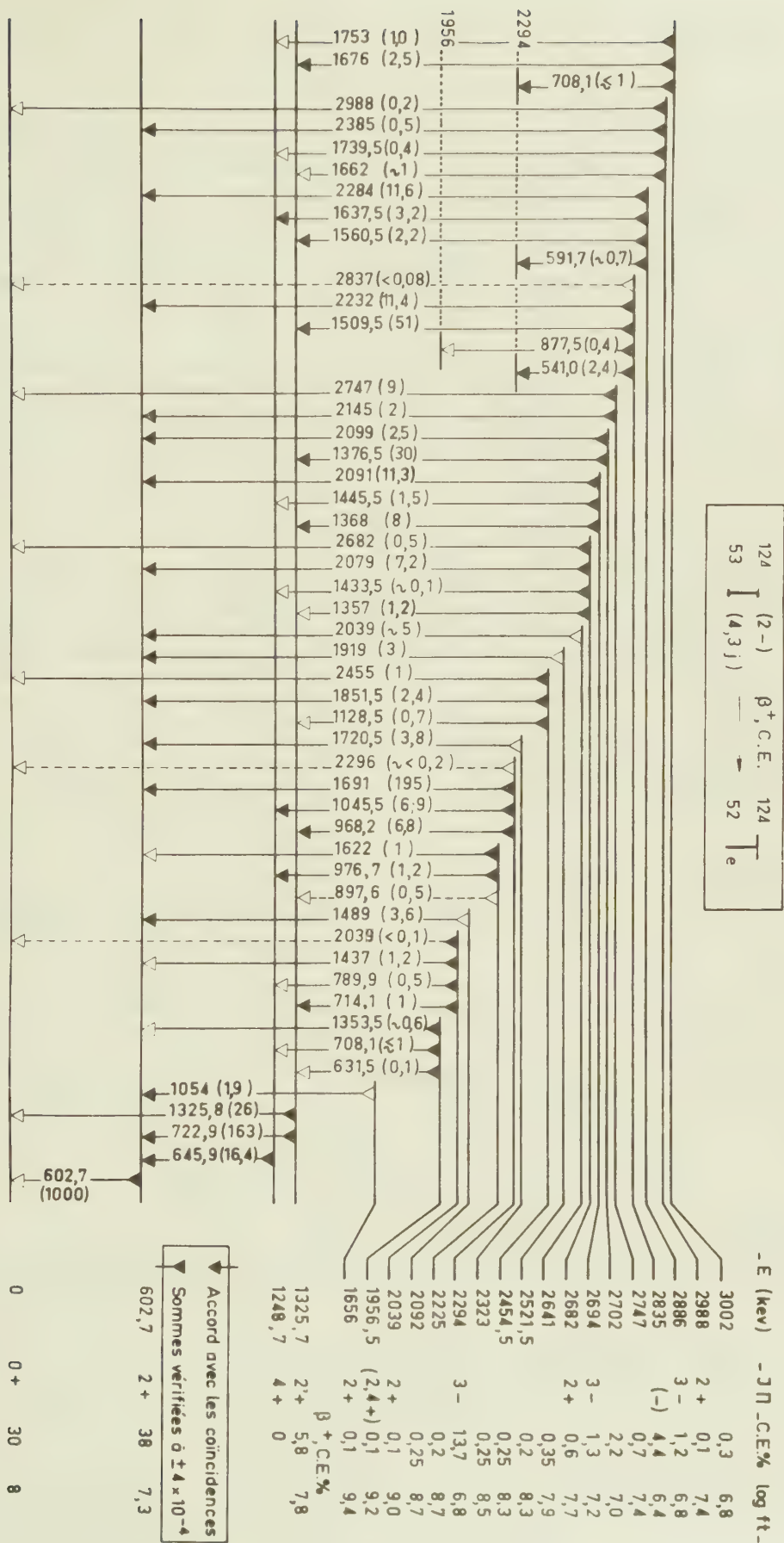


Figure 18 - Schéma de désintégration de $^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$.

Niveaux initial - final KeV KeV		Transitions E (KeV) γ	$^{124}\text{Sb} \longrightarrow ^{124}\text{Te}$ $I_{\gamma} \text{ } \text{‰} - \{37\}$	$^{124}\text{I} \longrightarrow ^{124}\text{Te}$ $I_{\gamma} \text{ } \text{‰} \text{ présent travail}$
1.656	→ 0	1.656		< 0,5 (-)
1.956,5	→ 0	1.956,5	< 0,2 (-)	< 0,4 (-)
1.956,5	→ 1.325,7	631,5	< 4 (-)	~ 0,1 (+)
1.956,5	→ 1.248,7	708,1	18 (+)	< 1 (+)
3.002	→ 2.294	708,1		< 1 (+)
2.039	→ 0	2.039	0,5 (+)	< 0,1 (+)
2.641	→ 602,7	2.039	0 (-)	5 (+)
2.092	→ 1.325,7	766	< 1 (-)	< 0,2 (-)
2.092	→ 1.248,7	843	< 0,4 (-)	< 0,2 (-)
2.092	→ 0	2.091	0 (-)	< 1 (-)
2.693	→ 602,7	2.091	60 (+)	11,3 (+)
2.323	→ 1.325,7	997	< 1 (-)	< 0,2 (-)
2.323	→ 1.248,7	1.074	< 1 (-)	< 0,2 (-)
2.323	→ 0	2.323	< 0,02(-)	< 0,05(-)
2.521,5	→ 1.325,7	1.196	< 1 (-)	< 0,2 (-)
2.521,5	→ 1.248,7	1.273	< 2 (-)	< 0,2 (-)
2.521,5	→ 0	2.521,5	< 0,01(-)	< 0,05(-)
2.772,6	→ 1.248,7	1.526	5 (+)	< 0,1 (-)
2.294	→ 0	2.294	0,3 (+)	< 0,2 (+)
2.694	→ 0	2.694	0,02(+)	< 0,05(-)

Tableau VII

$$\frac{I_{3- \rightarrow 0+}}{I_{\gamma 3- \rightarrow 2+}}$$

Références

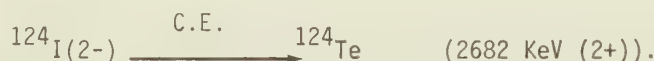
$13,5.10^{-4}$	{44}
$(17,5 \pm 6)10^{-4}$	{38}
$(6 \pm 1,5)10^{-4}$	{37}
$(6 \pm 2)10^{-4}$	Présent travail ($^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$)
$\sim 10.10^{-4}$	Présent travail ($^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$)

Les valeurs que nous avons obtenues - soit par l'étude de la désintégration de ^{124}Sb : $(6 \pm 2).10^{-4}$ - {17} - {36} ,soit par l'étude de la désintégration de ^{124}I : $(\leq 10.10^{-4})$ - {18} - {35} sont compatibles avec la valeur obtenue par P.H. STELSON $(6 \pm 1,5).10^{-4}$ - {37} . Les autres valeurs {38} et {44} semblent être trop élevées.

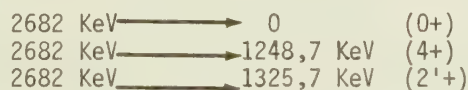
II.1.2.d - SPIN ET PARITE DES NIVEAUX : Dans le schéma de niveaux du ^{124}Te , un certain nombre de spins et parités sont établis avec certitude, en particulier par capture radiative de neutrons : $^{123}\text{Te}(n,\gamma)^{124}\text{Te}$ - {9} , et par l'étude des électrons de conversion associés à la désintégration de ^{124}Sb - {40} et de ^{124}I - {43} . Ces résultats sont portés sur la figure 19. Nous insisterons ici sur les résultats nouveaux que nous pouvons apporter en ce qui concerne la détermination des spins et parités.

Niveau à 2454 KeV : Nous obtenons les transitions de ce niveau vers les états $(0+)$, $(2+)$, $(2'+)$. Ceci nous permet de retenir les valeurs : $J,\pi = 1^{\pm}, 2^{\pm}$. La transition $^{124}\text{I}(2-) \xrightarrow{\text{C.E.}} ^{124}\text{Te}(2454 \text{ KeV})$ possède une valeur de $\log ft$ de 8,3. Une parité positive pour ce niveau semble plus probable, sans que l'on puisse trancher avec certitude.

Niveau à 2682 KeV : Ce niveau se désexcite vers les états $(0+)$, $(2+)$, $(4+)$ et $(2'+)$. D'autre part, la transition de 2079 KeV : $(2683 \rightarrow 602,7 \text{ KeV } (2+))$ possède une multipolarité $(E2+M1)$ - {43} . Nous pouvons dire sans ambiguïté que ce niveau possède une valeur de spin et parité $J,\pi = 2+$. La valeur du $\log ft = 7,7$ est tout à fait compatible avec une transition :



Cette conclusion est contraire à celle d'un travail précédent - {43} qui proposait : $J,\pi = 3+$ ou $4+$. Mais dans ce dernier travail, les transitions entre les niveaux :



n'avaient pas été mises en évidence. Il est à noter que le rayonnement de 2682 KeV avait déjà été observé dans la désintégration de ^{124}Sb -{37} sans que l'on puisse conclure à l'existence d'un niveau à cette énergie.

Niveau à 2747 KeV : L'existence des transitions entre le niveau de 2747 KeV et les états $0+$ et $2+$, permet d'attribuer à cet état la valeur $J,\pi = 1^{\pm}$ ou $2^{\pm}$, la valeur du $\log ft = 7,4$ ne permettant pas de trancher entre ces quatre possibilités.

Niveau à 2835 KeV : Ce niveau se désexcite vers les états suivants : 2294 KeV (3-) ; 1956 KeV (2'+) ; 602,7 KeV (2+) et probablement vers le niveau fondamental. D'autre part, les rayonnements de 2232 et 1509,5 KeV possèdent une multipolarité (E1) - {43} . La valeur du $\log ft = 6,4$ est compatible avec $\Delta J = 0$ ou 1 sans changement de parité. On peut retenir les valeurs $J, \pi = (1-), (2-) \text{ ou } (3-)$. Il ne semble pas justifié, étant donné les résultats que l'on connaît sur ce niveau, de retenir arbitrairement la valeur $J, \pi = 3-$, comme il l'a été fait dans un travail précédent - {43} . En effet, dans le cas où l'on obtiendrait la valeur $J, \pi = 3-$, il resterait à expliquer :

- 1° Le rapport d'intensité des γ qui dés excitent ce niveau vers les niveaux (2+) et (2'+) ;
- 2° La forte intensité de la transition (3- $\rightarrow$ 2'+) alors que la transition (3- $\rightarrow$ 4+) n'est pas observée.

Niveau à 2886 KeV : En plus des transitions déjà observées dans un travail précédent {43} , nous avons pu mettre en évidence la transition :

$$\{2886 \rightarrow 2294 \text{ KeV } (3-)\}$$

La valeur $J, \pi = 3-$ qui avait déjà été adoptée pour le niveau de 2886 KeV est parfaitement cohérente avec les valeurs des intensités des γ qui dés excitent ce niveau, ainsi que la valeur du $\log ft = 6,8$.

Niveau à 2988 KeV : Cet état se désexcite vers les niveaux (0+), (2+), (4+) et (2'+). La valeur du $\log ft$ de la transition

$^{124}\text{I} (2-) \xrightarrow{\text{C.E.}} ^{124}\text{Te} (2988 \text{ KeV})$ est de 7,4. Nous pouvons proposer pour ce niveau une valeur $J, \pi = 2+$.

Niveau à 3002 KeV : Pour cet état qui nourrit les niveaux de 2294 KeV (3-), 1325,7 KeV (2+) et 1248,7 KeV (4+), nous pouvons proposer les valeurs de spins et parités : (2 $\pm$), (3 $\pm$) , (4 $\pm$). La faible valeur du $\log ft$ de la transition $^{124}\text{I} (2-) \xrightarrow{\text{C.E.}} ^{124}\text{Te} (3002 \text{ KeV})$: $\log ft = 6,8$, nous permet de considérer la valeur $\pi = -$, comme étant la plus probable.

Sur la figure 19, nous présentons l'ensemble des résultats connus sur les états excités du ^{124}Te et nous comparons ces résultats aux prévisions du modèle semi-microscopique d'ALAGA - {15} .

II.1.2.e - PROBABILITES REDUITES DE TRANSITION DIPOLAIRE ELECTRIQUE : La connaissance de la valeur de la probabilité réduite de transition du premier niveau octupolaire 3- :

$$B(E3, 3- \rightarrow 0+) = 0.017.10^{-72} (e^2.cm^6), \quad - \{2\}$$

ainsi que les valeurs des intensités des rayonnements qui dés excitent le niveau de 2294 KeV, permettent de calculer les probabilités réduites de transition dipolaire électrique :

$$\begin{aligned} B(E1, 3- \rightarrow 2+) \\ B(E1, 3- \rightarrow 2'+) \\ B(E1, 3- \rightarrow 4+) \end{aligned}$$

Nous obtenons ainsi les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} B(E1, 2294 \text{ KeV } (3-) \rightarrow 602,7 \text{ KeV } (3+)) &= 7.10^{-30} e^2 cm^2 \\ B(E1, 2294 \text{ KeV } (3-) \rightarrow 1248,7 \text{ KeV } (4+)) &= 1,1.10^{-30} e^2 cm^2 \\ B(E1, 2294 \text{ KeV } (3-) \rightarrow 1325,7 \text{ KeV } (2'+)) &= 1,8.10^{-30} e^2 cm^2. \end{aligned}$$

Ces valeurs sont plus de 10^4 fois plus faibles que les valeurs prévues par le modèle à une particule.

Niveaux 3-	2294 KeV	2694 KeV	2886 KeV
$\frac{B(E3, 3- \longrightarrow 0+)}{B(E1, 3- \longrightarrow 2+)}$	$2,4.10^{-3}$	$0,85.10^{-3}$	
$\frac{B(E1, 3- \longrightarrow 4+)}{B(E1, 3- \longrightarrow 2+)}$	0,16	0,29	0,75
$\frac{B(E1, 3- \longrightarrow 2'+)}{B(E1, 3- \longrightarrow 2+)}$	0,26	2,1	0,75

Tableau VIII - Rapports des probabilités réduites de transition des niveaux 3- aux niveaux 0+, 2+, 4+ et 2'+. Les B(E3) sont en unité $(e^2.10^{-72}.cm^6)$ et les B(E1) en unité $(e^2.10^{-24}.cm^2)$.

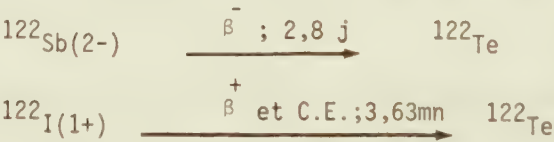
Dans le tableau VIII, nous avons porté des rapports :

$$\frac{B(E\lambda, 3- \longrightarrow J)}{B(E1, 3- \longrightarrow 2+)}, \text{ avec } J = 0+, 4+, 2'+ \text{ et } \lambda = 1 \text{ ou } 3$$

pour les trois niveaux (3-) de : 2294, 2694 et 2886 KeV. Ces rapports varient assez peu d'un niveau à l'autre, sauf pour la transition 2694 KeV (3-) $\rightarrow$ 1325,7 KeV (2'+), qui semble être de cinq à dix fois plus rapide que les autres. Les valeurs de ces rapports, obtenues pour le niveau à 2694 KeV (3-), permettent de penser que cet état possède une nature collective comme le premier niveau 3- à 2294 KeV.

II.2 - ETUDE DU SCHEMA DE NIVEAUX DU TELLURE 122

Nous avons atteint les niveaux du TELLURE 122 à partir des désintégrations :



Ces désintégrations avaient déjà fait l'objet de divers travaux - {55} à {66} . La plupart d'entre eux sont consacrés à l'étude de la désintégration de ^{122}Sb et fournissent de nombreux renseignements concernant les 2 niveaux (2+,2'+). L'étude du spectre nous a permis de mettre en évidence de nouvelles transitions dans cette désintégration. Le principal travail consacré à ^{122}I a été effectué par JHA en 1963 - {63} en utilisant des scintillateurs NaI.

Les résultats nouveaux présentés ici, nous permettent de proposer un schéma de niveaux du TELLURE 122 jusqu'à une énergie de 3,3 MeV - {36} - {68} . Depuis la publication de nos résultats - {68} , nous avons eu connaissance d'un travail effectué plus récemment par un autre groupe de recherches - {65} . Ces résultats s'avèrent moins complets que les nôtres pour les raisons suivantes :

- L'étude des γ a été limitée à une énergie de 2 MeV.
- Il n'a pas été procédé, comme nous l'avons fait ici, à une étude simultanée et complémentaire des désintégrations ^{122}Sb et ^{122}I .

II.2.1 - ETUDE DE LA DESINTEGRATION : $^{122}\text{Sb}(2^-) \xrightarrow{\beta^-; 2,8 \text{ j}} ^{122}\text{Te}$

La figure 20 représente le spectre γ associé à la désintégration de ^{122}Sb . Dans le tableau IX, nous avons fait figurer l'énergie et l'intensité des γ observés. Nous avons reporté dans les colonnes 3 et 4 de ce tableau les résultats antérieurs obtenus par d'autres équipes - {56} - {57}.

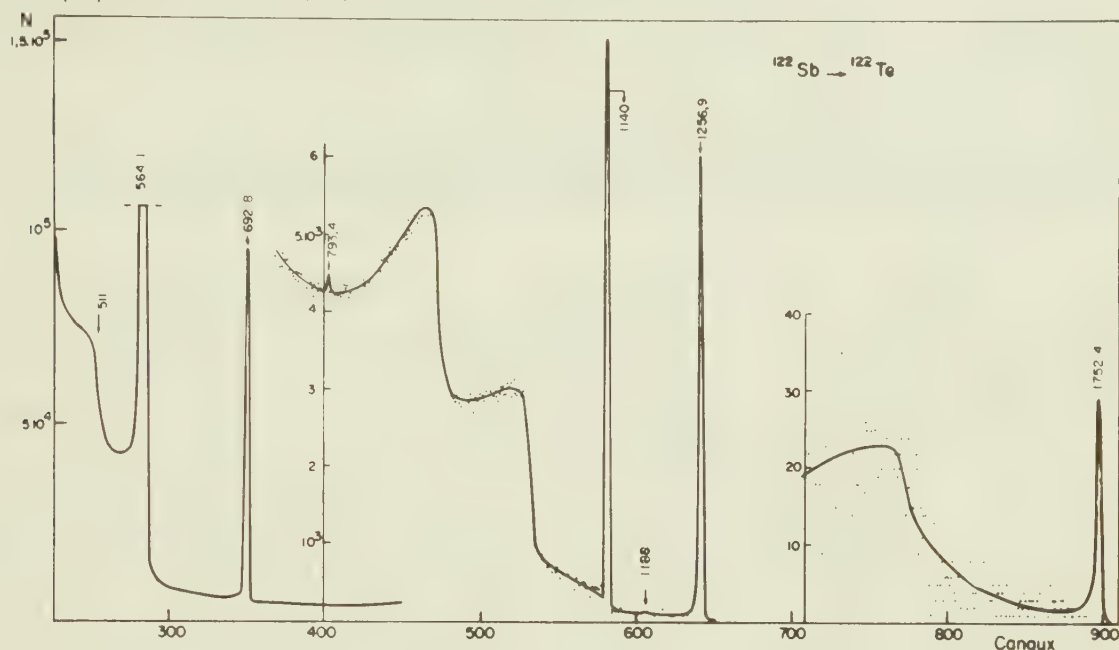


Figure 20 - Spectre γ associé à la désintégration de ^{122}Sb .

E_γ (KeV)	I_γ % présent travail	I_γ % Réf. - {56}	I_γ % Réf. - {57}
511		0,005	10
564,1	100	100	100
692,8	5,57	4,94	5,12
793,4	0,015		
1140(^{122}Sn)	1,17	1,1	1,1
1188	0,006		
1256,9	1,09	1,1	1
1752,4	0,013		

Tableau IX : Energie et intensité des rayonnements γ associés à la désintégration de ^{122}Sb .

Ce tableau appelle plusieurs remarques :

- Le rayonnement γ de 1140 KeV observé dans cette désintégration provient de la transition :



- Nous mettons en évidence trois rayonnements γ non encore observés dans cette désintégration. L'intensité de ceux-ci est relativement faible :

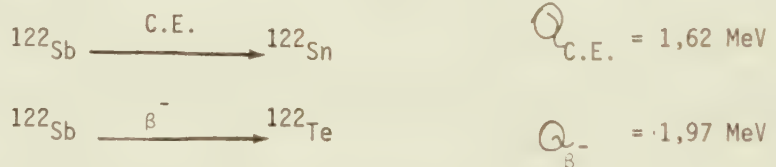
793,4 KeV (0,015 %)
 1.188 KeV (0,006 %)
 1.752 KeV (0,013 %)

Niveau à 1.357,5 KeV (0+) : Bien que très peu intense, le rayonnement γ de 793,5 KeV que nous avons observé, nous permet de confirmer l'existence du niveau à 1357,5 KeV, mis en évidence pour la première fois par réaction (p,p') - {26} . Ce niveau est nourri plus abondamment dans la désintégration : $^{122}\text{I}(1+) \rightarrow ^{122}\text{Te}$, (cf. § : II.2.2, figure 21).

L'état excité de 1.357,5 KeV possède une période partielle très grande (75 ans). Il en résulte une valeur du $\log ft \approx 10$, valeur élevée pour une transition : (2-) $\rightarrow$ (0+), indiquant une très grande interdiction.

Niveau à 1.752,4 KeV : Contrairement à ce qui avait été suggéré dans de précédents travaux - {56} - {57} , nous pensons que le rayonnement de 1.752,4 KeV n'est pas dû à une impureté en ^{124}Sb , mais qu'il est effectivement associé à la désintégration $^{122}\text{Sb} \rightarrow ^{122}\text{Te}$, ceci pour plusieurs raisons :

- Notre source étant séparée isotopiquement la possibilité d'impuretés est fortement diminuée, (cf. § : I.1).
- Ce rayonnement ne peut provenir de la désintégration de ^{124}Sb ; en effet, dans le spectre γ de ^{122}Sb (figure 20), nous n'observons pas le rayonnement le plus intense correspondant à la désintégration de $^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ (602,7 KeV). En outre, il n'existe pas de rayonnement de cette énergie (1.752,4 KeV) qui soit associé à la désintégration de ^{124}Sb , (cf. §:II.1.1 et fig. 14).
- Nous avons également mis en évidence le rayonnement de 1.752,4 KeV dans le spectre associé à la désintégration de $^{122}\text{I} \rightarrow ^{122}\text{Te}$ (cf. § : I.2.2 , figure 22 et tableau X).
- Les énergies disponibles dans les désintégrations de ^{122}Sb sont respectivement égales à :



Ce γ ne provient donc pas d'une transition dans ^{122}Sn .

Ces diverses remarques permettent d'affirmer que ce rayonnement γ appartient effectivement au ^{122}Te et correspond à une transition vers l'état fondamental d'un niveau à 1.752,4 KeV.

Le rayonnement de 1188 KeV (0,006 %) peut correspondre à la transition entre les états excités :

$$1.752,4 \text{ KeV} \rightarrow 564,1 \text{ KeV} (2+)$$

La valeur $\log ft \approx 8$ de la transition :



permet de retenir les valeurs $J_{\pi} = (0,1,2,3,4)+$ pour ce niveau ; son mode de désexcitation permet d'éliminer les valeurs 0+, 3+ et 4+. Par ailleurs, dans ces isotopes, on ne s'attend pas à trouver un niveau 1+ aussi bas en énergie. De ce fait, la valeur $J_{\pi} = 2+$ est la plus probable.

Remarques : α) Bien que le niveau de 1.752,4 KeV se trouve dans une zone d'énergie voisine de trois fois celle du premier niveau (2+), ($E_j/E_{2+} = 3,1$), il ne possède pas les caractéristiques d'un niveau à phonons. $^{121+}$ Ceci pour deux raisons :

ce niveau n'a pas de transition observable vers les états excités de 1.357,5 KeV (0'+), 1.256,9 KeV (2'+), 1.182 KeV (4+), et il se désexcite principalement vers le niveau fondamental :

$$\frac{I_{\gamma} (1.752,4 \text{ KeV} : (2+ \rightarrow 0+))}{I_{\gamma} (1.182 \text{ KeV} : (2+ \rightarrow 2_1+))} = 2,2$$

- β) Ce niveau possède une énergie très voisine de l'état excité : 1.751 KeV (6+), observé par réactions nucléaires : $^{120}\text{Sn}(\alpha, 2n)^{122}\text{Te} - \{7\}$. Or ce dernier niveau possédant un spin et une parité : $J, \pi = 6+$, ne peut être nourri par la désintégration de $^{122}\text{Sb}(2-)$.

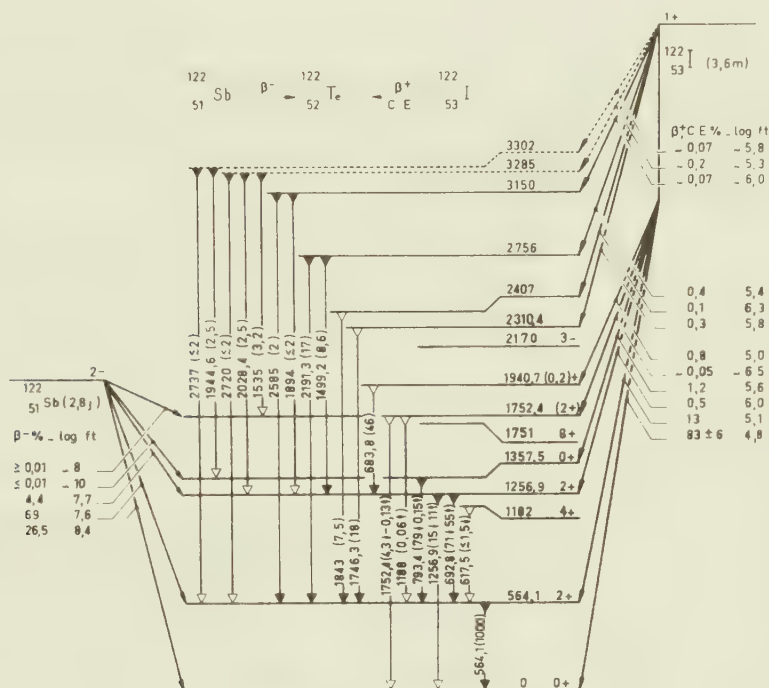


Figure 21 - Schémas des désintégrations de ^{122}Sb et ^{122}I .

II.2.2 - ETUDE DE LA DESINTEGRATION $^{122}\text{I}(1+) \xrightarrow{\beta^+, \text{C.E.}; 3,63 \text{ mn}} ^{122}\text{Te}$

L'iode 122 possède une période courte, la valeur mesurée :

$$T_{1/2} = 3,63 \pm 0,06 \text{ mn} \quad - \{36\},$$

est compatible avec les résultats de travaux précédents, qui proposent les valeurs :

$$T_{1/2} = 3,5 \pm 0,1 \text{ mn} \quad - \{63\}$$

$$\text{et } T_{1/2} = 4 \text{ mn} \quad - \{66\}.$$

En outre, cet isotope est difficile à étudier car il se désintègre essentiellement par émission β^+ vers le niveau fondamental du $^{122}\text{Te}(83 \pm 6 \%)$ et très peu vers ses états excités, ce qui

nécessite des temps de comptage très longs, incompatibles avec la faible valeur de la période.

Pour ces raisons, nous avons préféré produire l'iode radioactif à partir de la désintégration de ^{122}Xe dont la période permet d'effectuer des mesures dans de meilleures conditions :

$$T_{1/2} (^{122}\text{Xe}) = 20 \text{ h.} \quad - \{76\} \quad (\text{cf. § : I.1.2})$$

Par ailleurs, l'énergie disponible dans la désintégration du ^{122}Xe est :

$$Q_{\text{C.E.}} (^{122}\text{Xe}) \approx 0,5 \text{ MeV} \quad - \{76\}$$

De ce fait, les rayonnements γ consécutifs à la désintégration par capture électronique ont tous une énergie inférieure à 0,5 MeV et ne provoquent pas de perturbations dans l'expérience.

II.2.2.a - SPECTRE DES RAYONNEMENTS γ EMIS AU COURS DE LA DESINTEGRATION : La figure 22

représente le spectre γ associé aux désintégrations $^{122}\text{Xe} \rightarrow ^{122}\text{I} \rightarrow ^{122}\text{Te}$. Ce spectre résulte d'une mesure relativement longue (28 heures). Le tableau X indique l'énergie et l'intensité des rayonnements γ associés à la désintégration de $^{122}\text{I}(1+)$. Dans les deux dernières colonnes, nous avons fait figurer les résultats récents d'un travail déjà cité - {65}. Ce tableau appelle plusieurs remarques :

- α) Nous observons la transition de $617,5 \pm 0,3 \text{ KeV}$ ($\approx 1,5\%$) entre le niveau de 1.182 KeV (4+) et le premier niveau 2+. L'état excité (4+) ne pouvant être nourri directement à partir de $^{122}\text{I}(1+)$, nous n'avons pas réussi à mettre en évidence les transitions γ qui alimentent.
- β) Comme nous l'avons déjà fait remarquer, nous observons dans cette désintégration, la raie de 1.752,4 KeV, bien que son intensité soit assez faible ($\sim 4,3\%$), et qu'elle se trouve placée dans le flanc d'une raie plus intense : 1.746,3 KeV ($18 \pm 2\%$).
- γ) Nous observons beaucoup plus de rayonnements γ au-dessus de 1,5 MeV que dans les résultats donnés dans la référence - {65}. La mesure longue effectuée avec la source de ^{122}Xe nous a permis de détecter des raies possédant des intensités très faibles ($\sim 2\%$).
- δ) Les résultats présentés dans les deux dernières colonnes du tableau X - {65} sont tout à fait en accord avec les nôtres, à l'exception du γ de 1.075,2 KeV. Nous n'observons pas cette raie dans le spectre γ (fig. 22). Cependant, en utilisant une géométrie plus compacte, utilisée pour les coïncidences γ - γ , nous observons dans le spectre direct une raie à 1075 KeV (fig. 23 a). Cette raie peut correspondre dans le détecteur à la somme des deux rayonnements les plus intenses provenant de la désintégration de ^{122}I :

$$511 \text{ KeV} + (564,1 \pm 0,3) \text{ KeV} = (1.075,1 \pm 0,3) \text{ KeV}$$

Si tel est le cas, cette raie ne doit pas être en coïncidence avec le γ de 564,1 KeV, ce qui est bien vérifié (figure 23 b et ref. {65}).

Rayonnements pouvant être associés à la désintégration $^{122}\text{Xe} \rightarrow ^{122}\text{I}$: Nous avons dans le tableau XI, fait figurer les transitions pouvant appartenir à la désintégration $^{122}\text{Xe} \rightarrow ^{122}\text{I}$ et porté dans la deuxième colonne de ce tableau les résultats déjà connus - {76}.

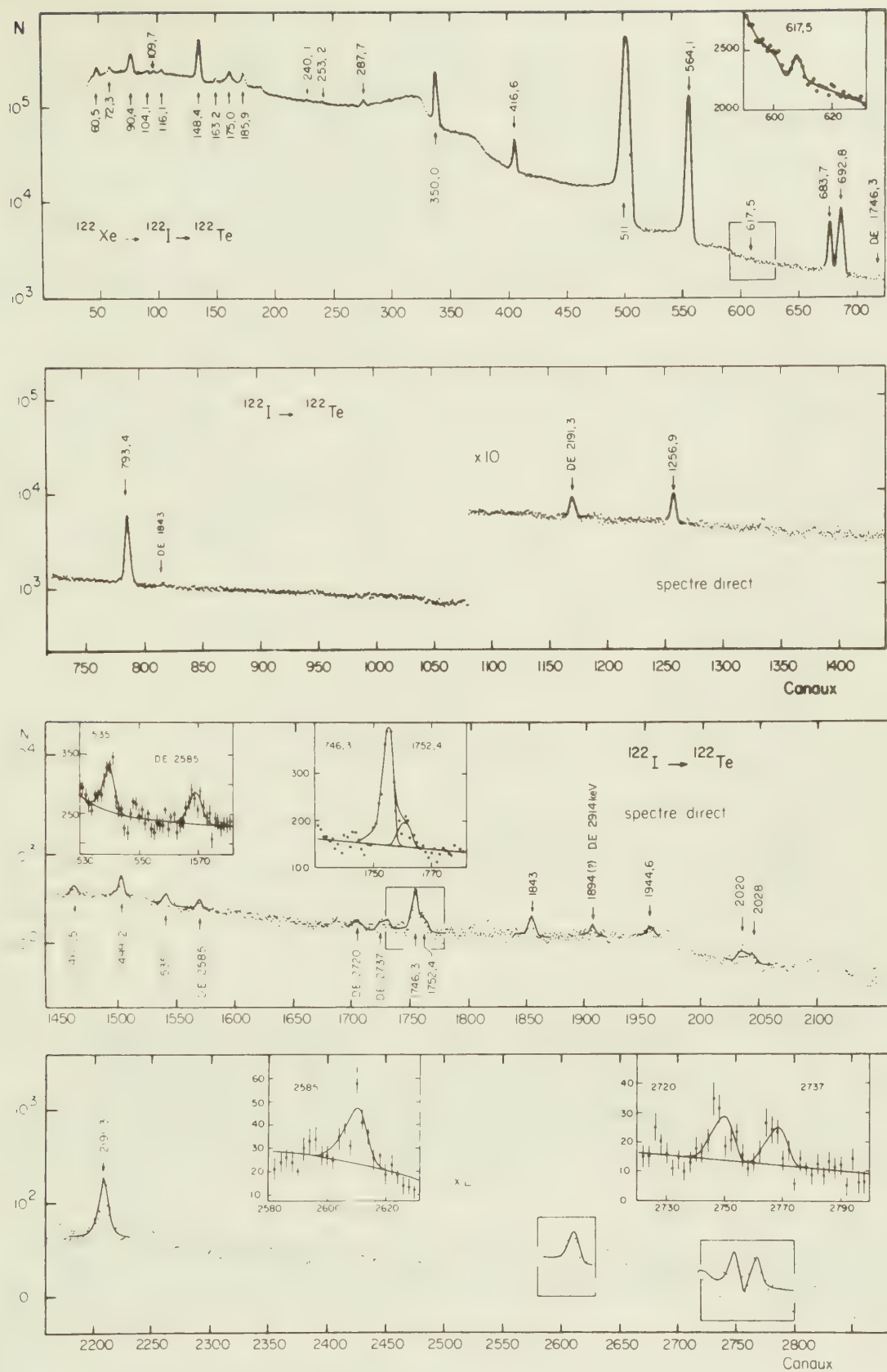


Figure 22 - Spectre direct γ associé aux désintégrations :
 $^{122}\text{Xe} \rightarrow ^{122}\text{I} \rightarrow ^{122}\text{Te}$.

$^{122}_{51}\text{Sb} \xrightarrow{\beta^-} ^{122}_{52}\text{Te} \xleftarrow[\text{C.E.}]{\beta^+} ^{122}_{53}\text{I}$			Coïncidences				Ref. : {65}	
$I_Y \text{ } \%$	$E_Y \text{ (KeV)}$	$I_Y \text{ } \%$	511	564	684+693	793	$E_Y \text{ (KeV)}$	$I_Y \text{ } \%$
	550 ± 2	~ 1		+	+			
1000	564,1 ± 0,2	1000	+		+	+	564,18 ± 0,11	1000
	617,5 ± 0,3	~ 1,5						
	683,7 ± 0,3	46 ± 3	+	+	+	-	683,6 ± 0,4	53
55	692,8 ± 0,3	71 ± 4	+	+	+	-	692,87 ± 0,10	83
0,15 ± 0,05	793,4 ± 0,3	79 ± 4	+	+	-	-	793,1 ± 0,4	72
							1075,2 ± 0,7	(16)
~ 0,06	1188 ± 1							
11 ± 1	1256,9 ± 0,3	15 ± 1	+	-	+		1256,90 ± 0,12	(14)
	1499,2 ± 0,5	8,6 ± 0,8		+	+		1498,0 ± 1,8	(9)
	1535,1 ± 0,5	3,2 ± 0,3	-	-	-			
	1746,3 ± 1	18 ± 2		+	-		1746,9 ± 0,9	(25)
0,13	1752,4 ± 1,5	~ 4,3						
	1843 ± 1,5	7,5 ± 1		+				
	1894 ± 1,5	2						
	1944,6 ± 1,5	2,5 ± 0,3						
	2028,4 ± 1	2,5 ± 0,3						
	2191,3 ± 1	17 ± 2		+	-		2190,0 ± 1,3	(21)
	2585 ± 1	2 ± 0,2		+				
	2720 ± 2,5	≤ 2						
	2737 ± 2,5	≤ 2						
	2914 ± 2,5	≤ 2						

Tableau X : Energie et intensité relatives des rayonnements γ associés à la désintégration de ^{122}I , - {68} . Nous avons également fait figurer dans ce tableau les résultats de notre étude des spectre des γ en coïncidence avec les rayonnements γ de 511, 564, 684 + 693, 793 KeV et dans les colonnes 8 et 9 reporté les résultats très récents obtenus par une autre équipe - {65} .

Présent travail	Réf. : - {76}
E_{γ} (KeV)	E_{γ} (KeV)
60,5 $\pm$ 0,10	60
72,3 $\pm$ 0,10	
90,4 $\pm$ 0,10	90,3
104,1 $\pm$ 0,20	
109,7 $\pm$ 0,20	110
116,1 $\pm$ 0,20	
148,4 $\pm$ 0,10	148,2
163,2 $\pm$ 0,15	
175,0 $\pm$ 0,15	
185,9 $\pm$ 0,15	180
240,1 $\pm$ 0,20	239
253,1 $\pm$ 0,20	
287,7 $\pm$ 0,20	
350,0 $\pm$ 0,20	345
416,6 $\pm$ 0,25	

Tableau XI

II.2.2.b - SPECTRES DE COINCIDENCES $\gamma - \gamma$: Nous avons étudié les spectres des γ en coïncidence avec les γ de 511, 564,1, 683,7 + 692,8 et 793,4 KeV. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau X. Les figures 23 a et 23 b montrent les spectres des γ en coïncidence avec les rayonnements de 511 KeV, 683,7 + 692,8 KeV et 564,1 KeV. Sur la figure 21, nous avons marqué par des flèches noires les γ mis en évidence dans un spectre de coïncidences.

Coïncidences avec le rayonnement de 564,1 KeV : Le spectre de coïncidence avec le γ de 564,1 KeV et le spectre direct sont normalisés sur le pic de 692,8 KeV, fig. 23b. Dans ce spectre, deux rayonnements nouveaux apparaissent aux énergies : 550 $\pm$ 2 KeV ($I_{\gamma} \lesssim 1 \text{ } \%$) et 1515 $\pm$ 3 KeV ($I_{\gamma} \lesssim 1,5 \text{ } \%$).

Ces transitions appartiennent probablement au ^{122}Te mais possèdent une intensité trop faible pour que l'on puisse les observer dans le spectre direct. Les γ de 1460,5 KeV et 1535,1 KeV ne sont pas en coïncidence avec celui de 564,1 KeV. Le premier d'entre eux est apparu avec une intensité différente dans les divers spectres directs que nous avons effectués, (fig. 22 et 23 b) ; il s'agit probablement d'une impureté.

Coïncidences avec les rayonnements de 683,7 et 692,8 KeV : Sur le spectre de la fig. 23a, nous observons les coïncidences entre les rayonnements de 683,7 et 692,8 KeV ; l'un d'entre eux (683,8 KeV) est en coïncidence avec le rayonnement de 1256,9 KeV.

II.2.2.c - SCHEMA DE DESINTEGRATION DE $^{122}\text{I} \rightarrow ^{122}\text{Te}$. SPIN ET PARITE DES NIVEAUX : L'état fondamental des isotopes 126, 124, 120 et 118 de l'iode possède une valeur de spin et parité : $J, \pi = 2^-$. On peut proposer, pour ces états, une configuration :

$$\{(g^{7/2})^p, (h^{11/2})^n\}_{2-}$$

en accord avec les règles de BRENAN et BERSTEIN. L'isotope ^{122}I possède par contre un état fondamental $(1+)$. La configuration que l'on peut proposer pour cet état est :

$$\{(d^{5/2})^p, (d^{3/2})^n\}_{1+}$$

La figure 21 montre le schéma de désintégration que nous proposons. Il comprend 12 états excités et 19 transitions. Les triangles noirs figurent, pour les niveaux de 1256,9 ; 2756 ; 3150 ; 3285 et 3302 KeV. Les cascades qui sont compatibles entre elles à $\pm 4.10^{-4}$ près. Seuls les rayonnements de 550, 1515 et 2914 KeV n'ont pu être placés. Nous avons également fait figurer sur ce schéma les niveaux de 1751 KeV $(6+)$ et 2170 KeV $(3-)$. Ces niveaux possèdent une valeur de spin et parité trop élevée pour être nourris dans la désintégration de $^{122}\text{I}(1+)$. Ils ont été observés, l'un par réaction $(\alpha, 2n) - \{6\}$, l'autre par diffusion inélastique $(\alpha, \alpha') - \{2\}$.

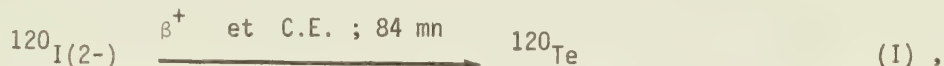
Niveau à 1940,7 KeV : La valeur du log ft de la transition $^{122}\text{I}(1+) \rightarrow ^{122}\text{Te}$ (1940,7 KeV) - (log ft $\approx 5,0$), nous permet de retenir les valeurs de spin et parité $J, \pi = (0, 1, 2)+$. La valeur $1+$ est difficilement explicable pour un niveau à cette énergie. Le mode de désexcitation de ce niveau permet de supposer que la valeur $J, \pi = 0+$ est la plus probable.

Autres niveaux : Les autres niveaux proposés dans le schéma de la fig. 21 possèdent une valeur $J, \pi = (0, 1, 2)+$. Leur existence a été confirmée par les coïncidences $\gamma-\gamma$, exception faite des états excités de 3285 et 3302 KeV.

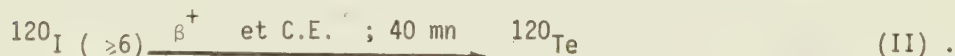
II.3 - ETUDE DU SCHEMA DE NIVEAUX DU TELLURE 120

II.3.1 - ETUDE DE LA DESINTEGRATION : $^{120}\text{I} \xrightarrow{\beta^+ \text{ et C.E.}} ^{120}\text{Te}$

Les niveaux du tellure 120 sont nourris à partir des décroissances radioactives de :



et de :



Quand nous avons entrepris ce travail, deux périodes (~ 30 mn et 80 mn) avaient été mises en évidence dans la désintégration de ^{120}I , - $\{66\}$ - $\{67\}$ - $\{69\}$. Les rayonnements associés de 0,56 ; 0,62 ; 1,19 et 1,52 MeV avaient été observés à l'aide d'un scintillateur NaI, - $\{73\}$. En outre, le premier niveau du ^{120}Te avait été étudié par excitation coulombienne :

$$E(2+) = 560 \text{ KeV} , \quad T_{1/2} = (10 \pm 2) \cdot 10^{-12} \text{ s} , \quad - \{94\} -$$

Depuis, divers groupes de recherches se sont intéressés à cet isotope, - $\{65\}$ - $\{70\}$ à $\{72\}$. Deux ensembles de résultats extrêmement récents - $\{65\}$ - $\{72\}$ ont plus particulièrement retenu notre attention. Dans l'un des cas, il s'agit d'une étude des périodes associées aux rayonnements γ les plus intenses, ainsi que d'une étude de l'énergie maximum des spectres β^+ par coïncidences (β^+, γ) , - $\{72\}$; nous utiliserons par la suite une partie des résultats de ce travail pour le calcul des valeurs de log ft. Dans l'autre cas, - $\{65\}$, il s'agit d'un travail analogue au nôtre. Ce travail appelle diverses remarques :

- L'étude se limite à l'examen des rayonnements γ possédant une énergie inférieure à 2,1 MeV, alors que nous avons décelé des rayonnements γ au-delà de 4 MeV.
- L'attribution des γ à l'une ou l'autre des désintégrations (I) et (II) n'a pas été

effectuée et dans le schéma de niveaux proposé, il n'est pas tenu compte du fait que les états excités du ^{120}Te sont nourris à partir de deux niveaux possédant des spins différant de plusieurs unités.

Par la suite, nous conviendrons d'appeler "isomère" ($^{120\text{m}}\text{I}$) le niveau de l'iode associé à la période de 40 mn, et "fondamental" ($^{120\text{g}}\text{I}$) le niveau de l'iode associé à la période de 84 mn.

II.3.1.a - SPECTRE DES RAYONNEMENTS γ EMIS AU COURS DE LA DESINTEGRATION : Nous avons observé le spectre direct γ jusqu'à une énergie de 4,1 MeV. La figure 24 représente la partie du spectre entre 200 et 2.700 KeV. Le tableau XII indique l'énergie (colonne 1) et l'intensité relative (colonnes 3 et 4) des divers rayonnements.

Remarques :

- Au-delà de 2,4 MeV, figurent uniquement les transitions γ pour lesquelles nous avons observé à la fois le pic photoélectrique et le pic correspondant au double échappement des γ de 511 KeV, et pour lesquelles le rapport des intensités de ces deux pics est voisin de celui attendu. Les rayonnements dont l'énergie figure entre parenthèses sont ceux dont l'existence n'est pas établie avec certitude, ou qui sont de très faible intensité. Les valeurs des énergies s'avèrent en excellent accord avec celles données dans la référence - {65} , (colonne 5).
- Nous avons comparé entre eux trois spectres contenant des proportions différentes des deux états de l'iode, ce qui nous a permis d'attribuer les rayonnements γ à l'une ou l'autre des deux désintégrations. Cette attribution est portée dans la deuxième colonne du tableau XII. Dans le cas où elle n'a pu être effectuée avec certitude, nous avons fait figurer la mention : (m,g).
- L'intensité des γ correspondant à la désintégration de $^{120\text{g}}\text{I}$ a été portée dans la troisième colonne, l'intensité de la transition de 641,1 KeV étant arbitrairement choisie égale à 100. Pour les rayonnements associés à la désintégration de l'isomère, la normalisation est effectuée par rapport à la transition de 614,7 KeV, (colonne 4). Dans le cas où l'attribution est incertaine : (m,g), nous avons reporté dans les colonnes 3 et 4 les deux possibilités. Les proportions relatives, dans chacune des désintégrations, des rayonnements de 511, 560,4 et 601,1 KeV ont pu être déterminées (colonnes 3 et 4).
- Les intensités que nous indiquons sont difficilement comparables à celles données dans la référence - {65} et reportées en colonne 6. En effet, les intensités des rayonnements observés sont normalisées par rapport au γ de 560,4 KeV qui appartient aux deux désintégrations. De plus, la proportion isomère/fondamental est très différente dans cette expérience et dans la nôtre. Cependant, il est possible de comparer entre elles les intensités des γ que nous avons attribuées à une même désintégration ; en colonne 7 figure le rapport $I_{\gamma} / I_{641,1}$, s'il s'agit d'un rayonnement attribué au fondamental, et en colonne 8, le rapport $I_{\gamma} / I_{614,7}$ s'il s'agit d'un rayonnement attribué à l'isomère. L'accord, dans la plupart des cas, s'avère très satisfaisant, ce qui confirme de façon indirecte l'attribution de chacune des transitions à l'une ou à l'autre des désintégrations.

II.3.1.b - SPECTRES DE COINCIDENCES γ - γ : Nous avons enregistré les spectres γ en coïncidence avec les rayonnements de 511 ; 560,4 ; 601,1 + 614,7 ; 641,1 et 1345,9 KeV. Pour les γ possédant une énergie supérieure à 2 MeV, nous avons observé les coïncidences avec les raies provenant d'une création de paires à l'intérieur du cristal de germanium, suivie d'un double échappement (D.E.) des γ de 511 KeV. L'ensemble des résultats obtenus est rassemblé dans le tableau XIII.

Coïncidences avec le rayonnement de 1345,9 KeV : le rayonnement de 1345,9 KeV est l'un des principaux γ associés à la désintégration de $^{120\text{m}}\text{I}$. Nous avons pu mettre en évidence qu'il est effectivement en coïncidence avec les γ de 560,4 ; 601,1 et 614,7 KeV. Il est partiellement en coïncidence avec le

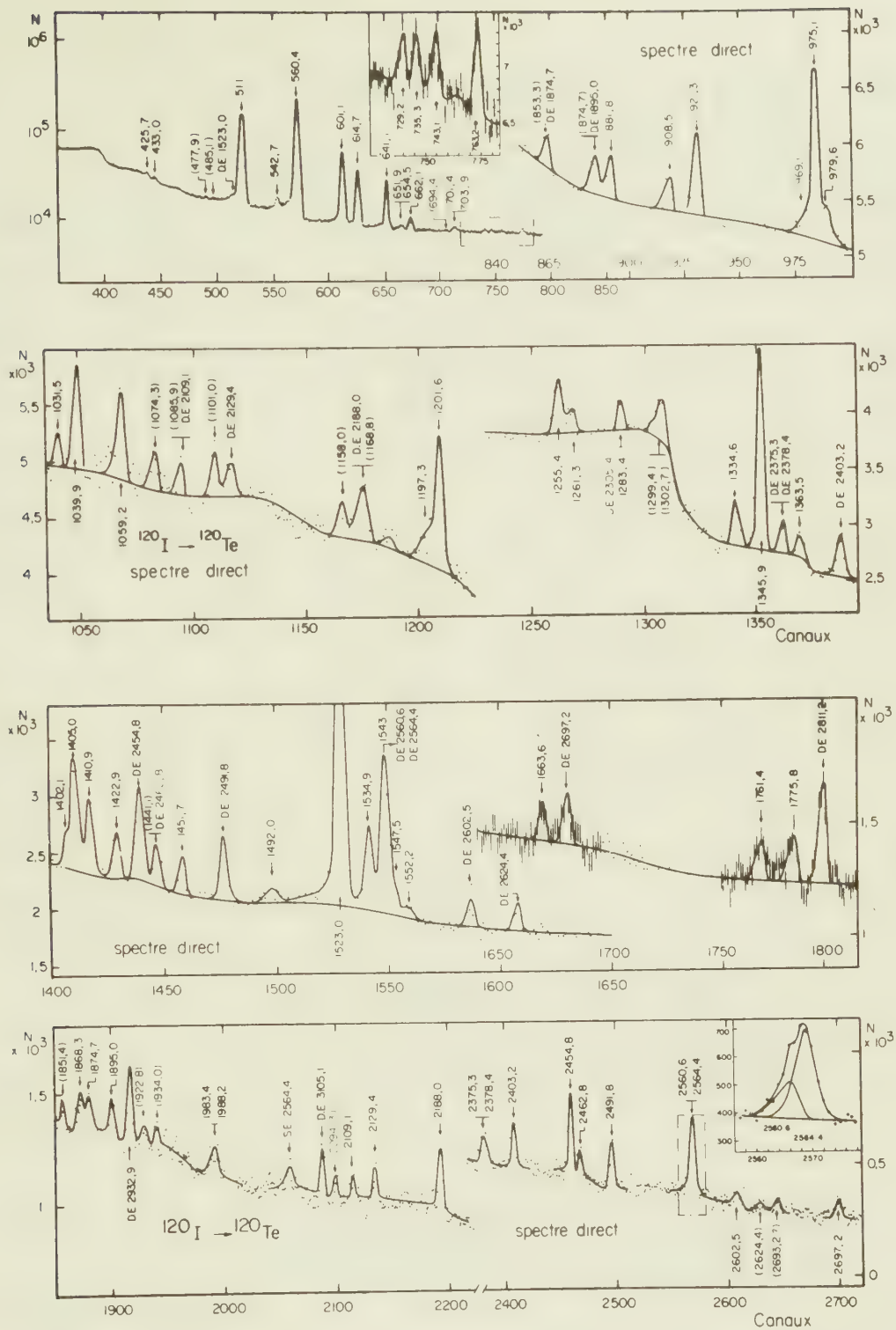


Figure 24 - Spectre direct γ associé aux désintégrations : ^{120m}I et $^{120g}\text{I} \rightarrow ^{120}\text{Te}$.

E_{γ} (KeV)	m,g	I_{γ} % (g)	I_{γ} % (m)	E_{γ} (KeV) ref. Y- (65) -	I_{γ} ‰ ref. - (65) -	I_{γ} % (g)	I_{γ} % (m)
425,7 ± 0,5	m		4,2 ± 0,8	425,4 ± 0,5	2 ± 0,4		2,8 ± 0,6
433,0 ± 0,5	m,g	3,7 ± 0,8	3,1 ± 0,6	431,8 ± 0,6	3 ± 0,3	2,8 ± 0,3	4,2 ± 0,4
(477,9 ± 0,5)	m,g	2,2 ± 0,4	1,8 ± 0,4				
(485,1 ± 0,5)	m,g	2,2 ± 0,4	1,8 ± 0,4				
511,0	m+g	508 ± 40	92 ± 20	511,0	591 ± 59	540 ± 54	
542,7 ± 0,3	g	12,0 ± 1,2		542,8 ± 0,4	12 ± 1,2	11,0 ± 1,1	
560,4 ± 0,3	m+g	800 ± 40	150 ± 30	560,3 ± 0,3	1000		
601,1 ± 0,3	m+g	63 ± 13	131 ± 13	601,0 ± 0,3	158 ± 16		100,0
614,7 ± 0,3	m		100,0	614,2 ± 0,3	72 ± 7		
614,1 ± 0,3	g	100,0		640,6 ± 0,3	109 ± 11	100,0	
(651,9 ± 0,5)	m		1,0 ± 0,2				5,6 ± 1,1
654,5 ± 0,5	m		3,2 ± 0,6	653,6 ± 0,6	4 ± 0,8		
662,1 ± 0,3	g	12,3 ± 1,2		661,9 ± 0,4	12 ± 1,2	11,0 ± 1,1	
(694,4 ± 0,7)	m,g	1,0 ± 0,3	0,84 ± 0,3				
701,4 ± 0,5	g	3,3 ± 0,6		701,6 ± 0,8	5 ± 1		6,9 ± 1,4
703,9 ± 0,5	m		2,8 ± 0,6			4,6 ± 0,9	
729,2 ± 0,4	g	3,3 ± 0,6		728,5 ± 0,4	4 ± 0,8	3,7 ± 0,7	
735,3 ± 0,4	g	3,8 ± 0,7		734,4 ± 0,4	4 ± 0,8	3,7 ± 0,7	
743,1 ± 0,4	g	3,8 ± 0,7					5,6 ± 1,1
763,2 ± 0,4	m		5,2 ± 0,7	762,4 ± 0,4	4 ± 0,8		
(853,3 ± 0,5)	g	1,8 ± 0,6		(852 ± 2)	3 ± 0,6	2,8 ± 0,6	
(874,7 ± 0,5)	m,g	1,7 ± 0,5	1,5 ± 0,5				4,2 ± 0,8
881,8 ± 0,5	m,g	4,0 ± 0,7	3,4 ± 0,6	(881 ± 2)	3 ± 0,6	2,8 ± 0,6	
908,5 ± 0,5	g	3,0 ± 0,6					6,9 ± 1,4
921,3 ± 0,4	m,g	7,6 ± 0,8	6,4 ± 0,7	921,1 ± 0,4	5 ± 1	4,6 ± 0,9	
969,1 ± 0,8	g	2,1 ± 0,4				24,0 ± 2,4	
975,1 ± 0,4	g	17,2 ± 1,7		974,6 ± 0,4	26 ± 2,6		
979,6 ± 0,5	g	4,2 ± 0,7					
1031,5 ± 0,6	m		2,3 ± 0,5				12,5 ± 1,2
1039,9 ± 0,5	m		9,7 ± 1,0	1039,3 ± 0,6	9 ± 0,9		8,3 ± 1,7
1059,2 ± 0,5	m		7,6 ± 0,8	1058,5 ± 0,7	6 ± 1,2		
(1085,9 ± 0,7)	g	1,6 ± 0,8					
(1101,0 ± 0,6)	g	4,5 ± 0,7		(1099,7 ± 1,1)	7 ± 1,4	6,4 ± 1,3	
(1158,0 ± 0,6)	m,g	4,8 ± 0,8	4 ± 0,7				
(1163,8 ± 0,6)	g	6,4 ± 1,0					
1197,3 ± 0,6	m		3,4 ± 0,6			31,2 ± 3,1	
1201,6 ± 0,5	g	21,1 ± 2,0		1201,2 ± 0,4	34 ± 3,4	10 ± 1,0	
1255,4 ± 0,6	g	9,0 ± 1,0		1255,7 ± 0,7	11 ± 1,1		
1261,3 ± 0,7	m		2,6 ± 0,5				
1283,4 ± 0,7	g	4,0 ± 0,7					
(1299,4 ± 0,7)	g	4,6 ± 0,7				14,0 ± 1,4	
(1302,7 ± 0,7)	g	9,0 ± 1,0		1302,1 ± 0,6	15 ± 1,5		
1334,6 ± 0,7	m		6,6 ± 1,3				26 ± 2,6
1345,9 ± 0,4	m		28,3 ± 2,0	1345,9 ± 0,4	19 ± 1,9		
1363,5 ± 0,7	m,g	7,4 ± 1,5	6,3 ± 1,3				33 ± 3,3
1402,1 ± 0,7	m		5,4 ± 1,0				
1405,0 ± 0,5	m		14,0 ± 1,4	1404,2 ± 0,4	24 ± 2,4		
1410,9 ± 0,5	g	14,4 ± 1,4		1410,9 ± 0,4	17 ± 1,7	15,6 ± 1,6	
1422,9 ± 0,5	g	8,7 ± 1,0		1423,1 ± 0,5	11 ± 2,2	10,1 ± 2,0	
D.E. 2454,8	g			(1433,9 ± 1,2)	4 ± 0,8	3,7 ± 0,7	
(1441,1 ± 1,0)	m,g	2,4 ± 0,6	2,0 ± 0,5	(1439,5 ± 1,6)	3 ± 0,6	2,8 ± 0,6	4,2 ± 0,8
1451,7 ± 0,7	g	5,5 ± 1,0		(1451,0 ± 1,4)	5 ± 1	4,6 ± 0,9	
1492,0 ± 0,7	g	4,4 ± 0,9					
1523,0 ± 0,4	g	123 ± 8		1523,2 ± 0,4	152 ± 16	143 ± 14	
1534,9 ± 0,5	g	22,5 ± 2,0		1534,7 ± 0,5	21 ± 2,1	19,2 ± 1,9	
1543 ± 1,0	g	13,0 ± 2,6		1543,7 ± 0,5	18 ± 1,8	16,5 ± 1,6	
1547,5 ± 1,0	g	10,0 ± 1,0					
1552,2 ± 1,0	g	4,1 ± 0,8					
1663,6 ± 1,0	g	3,9 ± 0,8					
1761,4 ± 1,0	m,g	6,8 ± 1,0	5,7 ± 1,0	(1761,4 ± 1,6)	9 ± 1,8	8,2 ± 1,6	12,5 ± 2,5
1775,8 ± 1,0	m,g	9,0 ± 1,0	7,6 ± 1,0	1775,2 ± 0,8	9 ± 1,8	8,2 ± 1,6	12,5 ± 2,5
(1851,4 ± 1,5)	m,g	2,9 ± 0,6	2,4 ± 0,5				
1868,3 ± 1,0	m,g	6,7 ± 1,3	5,7 ± 1,2				
1874,7 ± 1,0	g	6,7 ± 1,4					
1895,0 ± 1,0	g	6,2 ± 1,0		(1893,9 ± 1,2)	7 ± 1,4	6,6 ± 1,3	
(1922,8 ± 1,5)	m,g	3,2 ± 0,6	3,0 ± 0,6				
1983,4 ± 1,0	g	4,7 ± 1,0					
1988,2 ± 1,0	m		3,4 ± 0,7				
(2094,3 ± 1,5)	m,g	3,9 ± 0,8	3,3 ± 0,6				
2109,1 ± 1,0	g	6,0 ± 1,2					
2129,4 ± 1,0	g	8,8 ± 1,0		2128,6 ± 0,7	10 ± 2	9,2 ± 1,8	
2188,0 ± 1,0	g	15,5 ± 1,5					
2305,4 ± 2,0	m,g	3,2 ± 0,6	3,0 ± 0,6				
2375,3 ± 1,5	g	4,1 ± 0,8					
2378,4 ± 1,5	g	5,3 ± 1					
2403,2 ± 1,0	m		10,0 ± 1				
2454,8 ± 0,5	g	22 ± 2					
2462,8 ± 1,5	m,g	7,2 ± 1,4	6,1 ± 1,2				
2491,8 ± 1,0	g	11,1 ± 1					
2560,6 ± 1,0	m		5,6 ± 1,2				
2564,4 ± 1,0	g	21,5 ± 2					
2602,5 ± 2,0	m,g	5,7 ± 1,2	4,8 ± 1				
2697,2 ± 1,5	g	3,9 ± 0,8					
2811,2 ± 1,5	m,g	7,3 ± 1	6,2 ± 0,9				
2864,3 ± 2,0	m,g	4,1 ± 1	3,5 ± 1				
2932,9 ± 1,5	m,g	7,7 ± 1	6,5 ± 0,9				
3105,1 ± 1,5	m,g	3,7 ± 0,8	3,1 ± 0,6				

Tableau XII - Energie et intensité relative des rayonnements γ associés aux désintégrations de ^{120}mI et ^{120}gI . Dans les colonnes 5 et 6, nous avons reporté les résultats très récents obtenus par une autre équipe - (65)

rayonnement β^+ .

E_{γ} (KeV)	511	560,4	601,1 +614,7	641,1	1345,9
511		+	+	+	+
542,7	+	+			
560,4	+		+	+	+
601,1	+	+	+		+
614,7	+	+	+		+
641,1	+	+			-
651,9 } +654,5 }			+		
662,1	+	+		+	
701,4 } +703,9 }		+			
881,8		+			
921,3		+	+		
975,1		+			
1039,1		+	+		
1059,2		+	+		
D.E. 2188,0	+				
1334,6			+		
1345,9	+	+	+	-	

E_{γ} (KeV)	511	560,4	601,1 +614,7	641,1	1345,9
D.E. 2375,3 } D.E. 2378,4 }	+				
D.E. 2403,2	+				
1402,1 } 1405,0 }	+	+	+		
1410,9		+	+		
1422,9	+	+			
D.E. 2454,8	+	-			
1451,7	+				
D.E. 2491,8	+	+			
1523,0	+	+		-	
1534,9	?	-			
D.E. 2560,6 } D.E. 2564,4 }	+	+		-	
1543,0					
D.E. 2602,5	+				
D.E. 2697,2	+				
D.E. 2811,2	+				

Tableau XIII - Coïncidences γ - γ . Les bandes sont mises sur les rayonnements de 511 ; 560,4 ; 601,1 + 614,7; 641,1 et 1345,9 KeV. Le signe - signifie que le rayonnement n'est pas observé en coïncidence et les signes +? et ? que la coïncidence observée est faible et peut provenir de fausses coïncidences.

II.3.1.c - SCHEMA DE DESINTEGRATION DE $^{120}\text{g}_I \longrightarrow ^{120}\text{Te}$. SPIN ET PARITE DES NIVEAUX : La figure 25 montre le schéma que nous proposons. Il comprend 18 états excités et 43 transitions. Nous avons pu, par des mesures de coïncidences, établir l'existence de 12 états excités. Les autres vérifient en général les règles suivantes :

α) La regle des sommes est pour le moins vérifiée par trois transitions partant du niveau considéré, à $\pm 4.10^{-4}$.

β) Deux d'entre elles sont associées avec certitude à la désintégration de $^{120}\text{g}_I$ (tableau XII), (colonne 2).

γ) Les rayonnements qui dés excitent ces niveaux nourrissent directement au moins deux des quatre premiers états (0+, 2+, 4+ et 2'+).

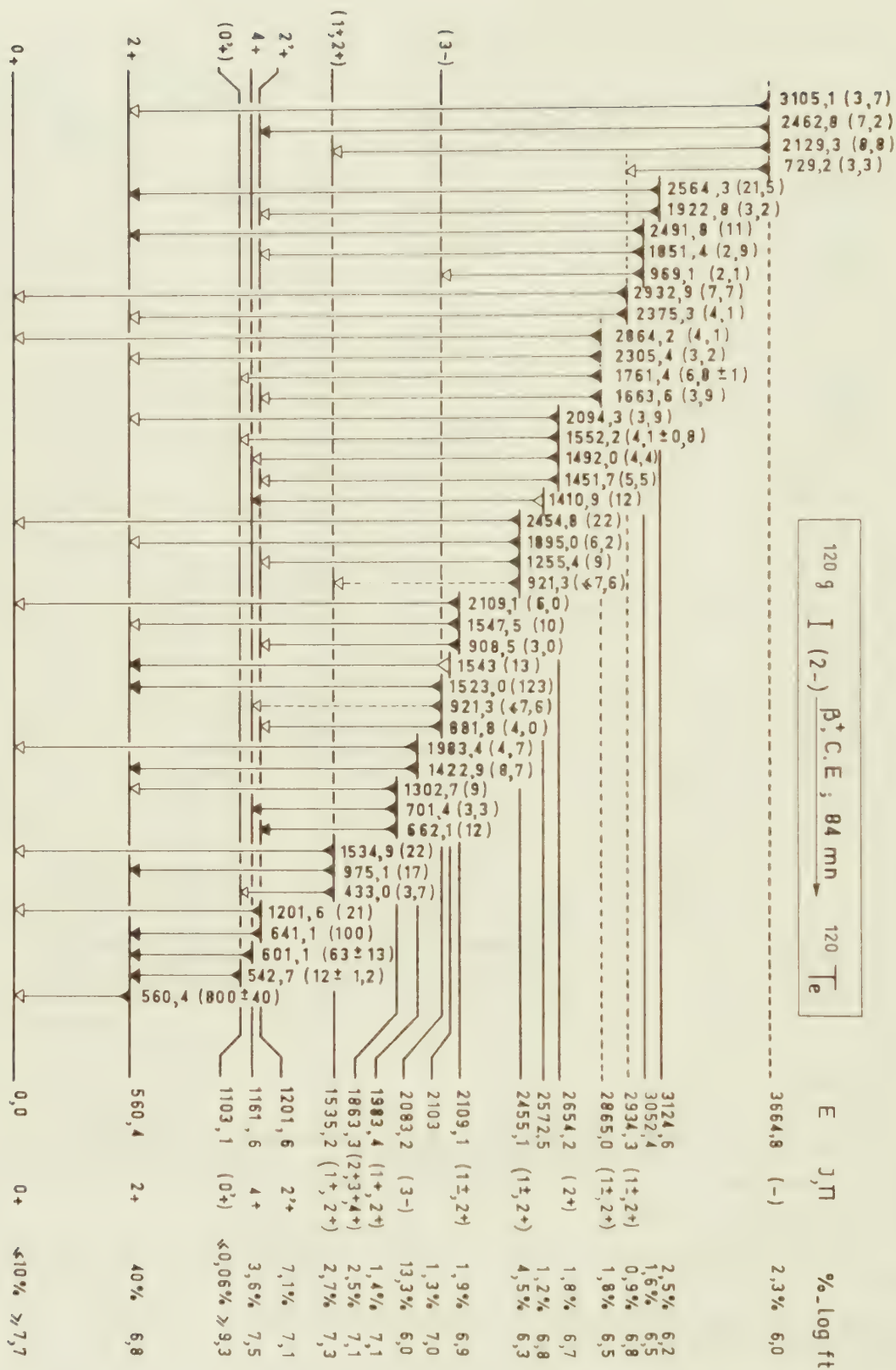


Figure 25 - Schéma de désintégration de $^{120}\text{g I} \rightarrow ^{120}\text{Te}$.

Les autres états, dont l'existence est justifiée uniquement par des règles de sommes, mais ne vérifient pas les autres conditions, n'ont pas été pris en considération.

Seule la transition de 921,3 KeV peut être placée à divers endroits dans les schémas de désintégration de ^{120g}I et ^{120m}I ; elle est figurée en pointillé .

Nous ne retrouvons pas dans ce schéma les niveaux à 1815,0 ; 1964,0 ; 2204,1 ; 3161,4 et 3296,4 KeV proposés récemment - {65} : aucun d'entre eux ne vérifie les conditions ci-dessus que nous nous sommes imposées.

Spin et parité de ^{120g}I : le tableau XIV contient les valeurs des log ft correspondant aux trois désintégrations de l'état fondamental des isotopes de masse A = 124, 120, 118. Ces valeurs, bien que très voisines d'un isotope à l'autre, sont systématiquement plus grandes pour A = 124 que pour A = 120 et 118. En outre, le niveau 4+ n'est pas nourri dans le premier cas, alors qu'il peut l'être dans le second.

Transitions	A = 124		A = 120		A = 118	
	%	log ft	%	log ft	%	log ft
I(2-) → Te(0+)	30	8	≤10	≥ 7,7	<8	>7,8
I(2-) → Te(2 ₁ +)	38	7,3	40	6,8	58	6,8
I(2-) → Te(4 ₁ +)	0		3,6	7,5	≤4	≥7,7
I(2-) → Te(2'+)	5,8	7,8	7,1	7,1	10	7,3

- Tableau XIV -

Le moment angulaire total et la parité de l'état fondamental de ^{120}I ne sont pas connus avec certitude. Les valeurs proposées sont $1^\pm$ et $2^\pm$, - {72} . Les valeurs des log ft figurant dans la partie centrale du tableau XIV permettent de proposer la valeur $J,\pi=2^-$.

Niveau à 1103,1 KeV : La valeur du log ft (9,3) permet de proposer, par analogie avec la désintégration de ^{122}Sb et la séquence de niveaux du ^{122}Te (fig. 21), une valeur $J,\pi = 0^+$ pour le niveau de 1103,1 KeV. Dans les deux cas, ces états peuvent correspondre au niveau 0^+ prévu par le modèle vibrationnel.

Niveau à 2083,2 KeV : La valeur du log ft de la transition :

$$^{120g}\text{I} \rightarrow ^{120}\text{Te} \quad (2083,2 \text{ KeV})$$

permet de penser que l'état à 2083,2 KeV correspond au premier niveau collectif octupolaire systématiquement observé dans les isotopes du tellure. Le mode de désexcitation observé pour ce niveau s'accorde également avec une valeur $J,\pi = 3^-$. Il est tout à fait comparable à celui observé pour le niveau de 2294 KeV (3^-) dans ^{124}Te , - {18} et § II.1.2.c , comme on peut le constater d'après le tableau ci-dessous :

Transitions	A = 124	A = 120
$\frac{I_\gamma(3^- \rightarrow 2^+)}{I_\gamma(3^- \rightarrow 2^+)}$	0,035	0,033
$\frac{I_\gamma(3^- \rightarrow 4^+)}{I_\gamma(3^- \rightarrow 2^+)}$	0,035	≤ 0,060

La valeur proposée du moment angulaire total et de la parité des autres niveaux figurant dans le schéma (fig. 25) est établie de manière analogue (log ft, rapport d'embranchement). Les caractéristiques quantiques de ces niveaux : E,J, π , rapport d'embranchement, seront discutées dans la troisième partie de ce travail.

II.3.1.d - SCHEMA DE DESINTEGRATION DE $^{120m}\text{I} \rightarrow ^{120}\text{Te}$ - SPIN ET PARITE DES NIVEAUX :

La figure 26
montre le schéma

que nous proposons. Il comprend 11 états excités et 23 transitions. Les états excités 2_1^+ ; 4_1^+ ; 2_2^+ ; 1863,3 KeV (2^+ , 3^+ , 4^+) et 2083,2 KeV (3^-) sont communs aux désintégrations ^{120}qI et ^{120m}I .

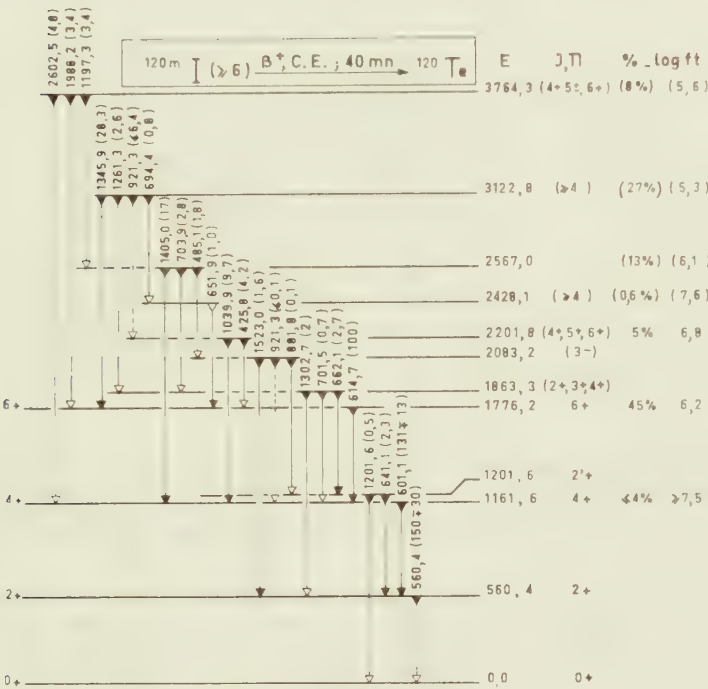


Figure 26 - Schéma de désintégration de $^{120m}\text{I} \rightarrow ^{120}\text{Te}$.

observé à 3089,3 ; 2773,2 ; et 2574,1 KeV respectivement ; dans le cas du ^{120}Te , ce niveau n'est pas connu. Les seuls γ observés dans cette désintégration et pouvant être attribués à une transition $8^+ \rightarrow 6^+$ sont ceux de 651,9 ; 654,5 et 763,2 KeV ; mais rien ne permet d'affirmer qu'ils dés excitent effectivement un niveau 8^+ .

II.4 - ETUDE DU SCHEMA DE NIVEAUX DU TELLURE 118

II.4.1 - ETUDE DE LA DESINTEGRATION : $^{118}\text{I} \xrightarrow{\beta^+, \text{C.E.}} ^{118}\text{Te}$

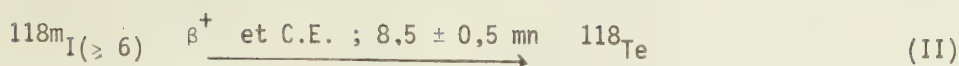
Les niveaux du TELLURE 118 peuvent être atteints par l'étude des décroissances radioactives :



Nous avons pu par les mesures de coïncidences, établir l'existence des niveaux à 1776,2 KeV (6^+) 2201,8 KeV (4^+ , 5^+ , 6^+) ; 2428,1 KeV (≥ 4) ; 2567,0 KeV , 3122,8 KeV (≥ 4). Le niveau à 3764,3 KeV (4^+ , 5^+ , 6^+) dont l'existence est justifiée par la règle des sommes, vérifie des conditions analogues à celles définies précédemment (§ II.3.1.c).

Spin et parité de ^{120m}I : Le moment angulaire total et la parité de l'état isomérique de l'iode ne sont pas connus. Les valeurs proposés sont $6^\pm$, $7^\pm$ et $8^\pm$, - (72). La période partielle associée à la dés excitation de $^{120m}\text{I} \rightarrow ^{120g}\text{I}$ est supérieure à 40 minutes, ceci confirme que la différence de moment angulaire total entre les deux états doit être supérieure ou égale à 4.

Niveaux 6^+ et 8^+ : Le niveau 6^+ à 1776,2 KeV que nous avons mis en évidence pour la première fois dans cet isotope - {36} , a, depuis, été systématiquement observé dans tous les isotopes pairs du tellure de A = 114 à 126 par réaction (α , 2n), - {7} . Pour les isotopes de masse 114, 116, 118, le niveau 8^+ a également été



semblables à celles étudiées au chapitre précédent (II.3).

Quand nous avons entrepris ce travail, il était déjà connu que ^{118}I se désintègre vers les niveaux du ^{118}Te , avec une période évaluée, suivant les auteurs, à 10 mn environ {69} et à 17 ± 2 mn - {67}. Par spectrométrie, à l'aide d'un scintillateur NaI, les rayonnements observés étaient les suivants : 0,55 ; 0,6 et 1,15 MeV - {73}. L'étude du spectre γ à l'aide de deux détecteurs au germanium de très bonne résolution nous a permis de mettre en évidence de nouvelles transitions - {36}. Nous avons également pu montrer que ^{118}I possède un état isomérique analogue à celui de ^{120}I , sans cependant pouvoir donner une valeur de la période associée à cette désintégration - {75}.

Depuis, deux groupes de recherches se sont intéressés à cet isotope - {65} et {72}. L'existence de l'état isomérique a été confirmée par l'un d'entre eux, avec une période : $T_{1/2} = 8,5 \pm 0,5$ mn - {72}.

Nous avons étudié le spectre γ jusqu'à une énergie de 2 MeV. La faible valeur des périodes associées aux deux désintégrations ne nous a pas permis d'observer des transitions de plus grande énergie. La figure 27 représente le spectre γ obtenu à basse énergie à l'aide d'un détecteur au germanium de très bonne résolution (1,08 KeV à 100 KeV). Dans cette expérience, les raies de 599,8 et 604,9 KeV ont pu être séparées. Dans le tableau XV, nous avons reporté l'énergie et l'intensité des rayonnements observés (colonne 1 et 2). Nous avons fait figurer dans ce tableau (colonne 3 à 6), les résultats récents déjà cités, - {65} - {72}. On remarquera que nous n'observons pas toutes les transitions rapportées dans la référence - {65}.

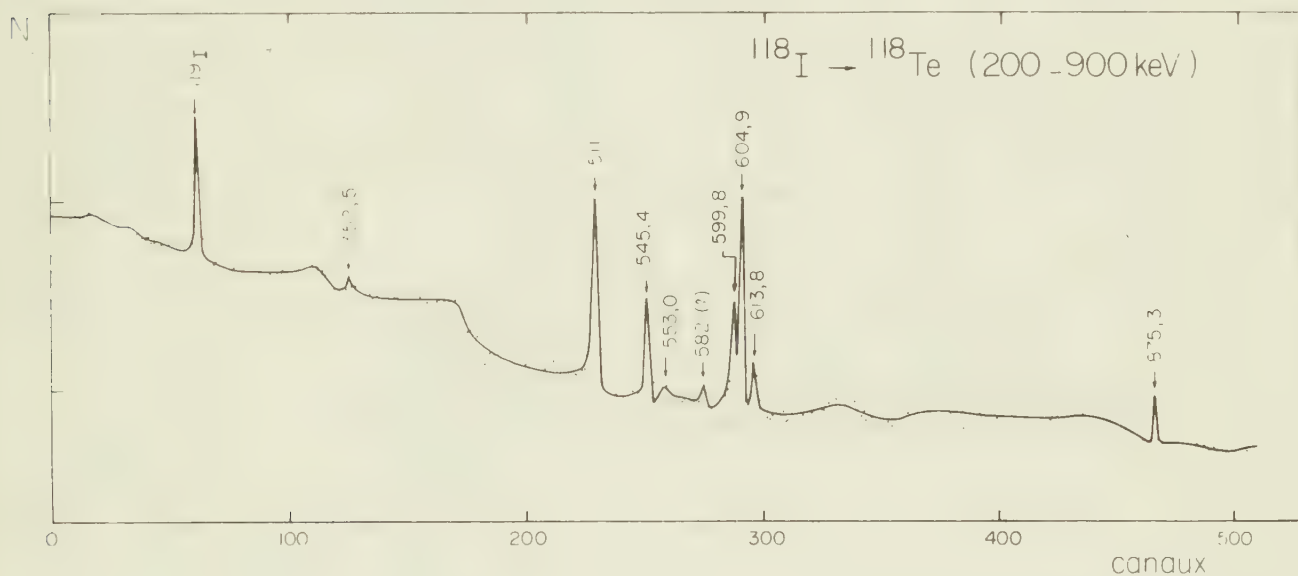


Figure 27 - Spectre γ associé à la désintégration de ^{118}I .

Ceci est dû à la taille plus faible du détecteur que nous avons utilisé : 5 cm³ au lieu de 8 et 13 cm³. L'accord avec les énergies est satisfaisant, il en est même pour les intensités relatives. Pour ces dernières, il faut cependant considérer que l'on est en présence de deux désintégrations avec des rapports isomère/fondamental différents d'une expérience à l'autre. C'est pourquoi, pour la transition $6+ \rightarrow 4+$ de 613,8 KeV, nous avons fait figurer dans le

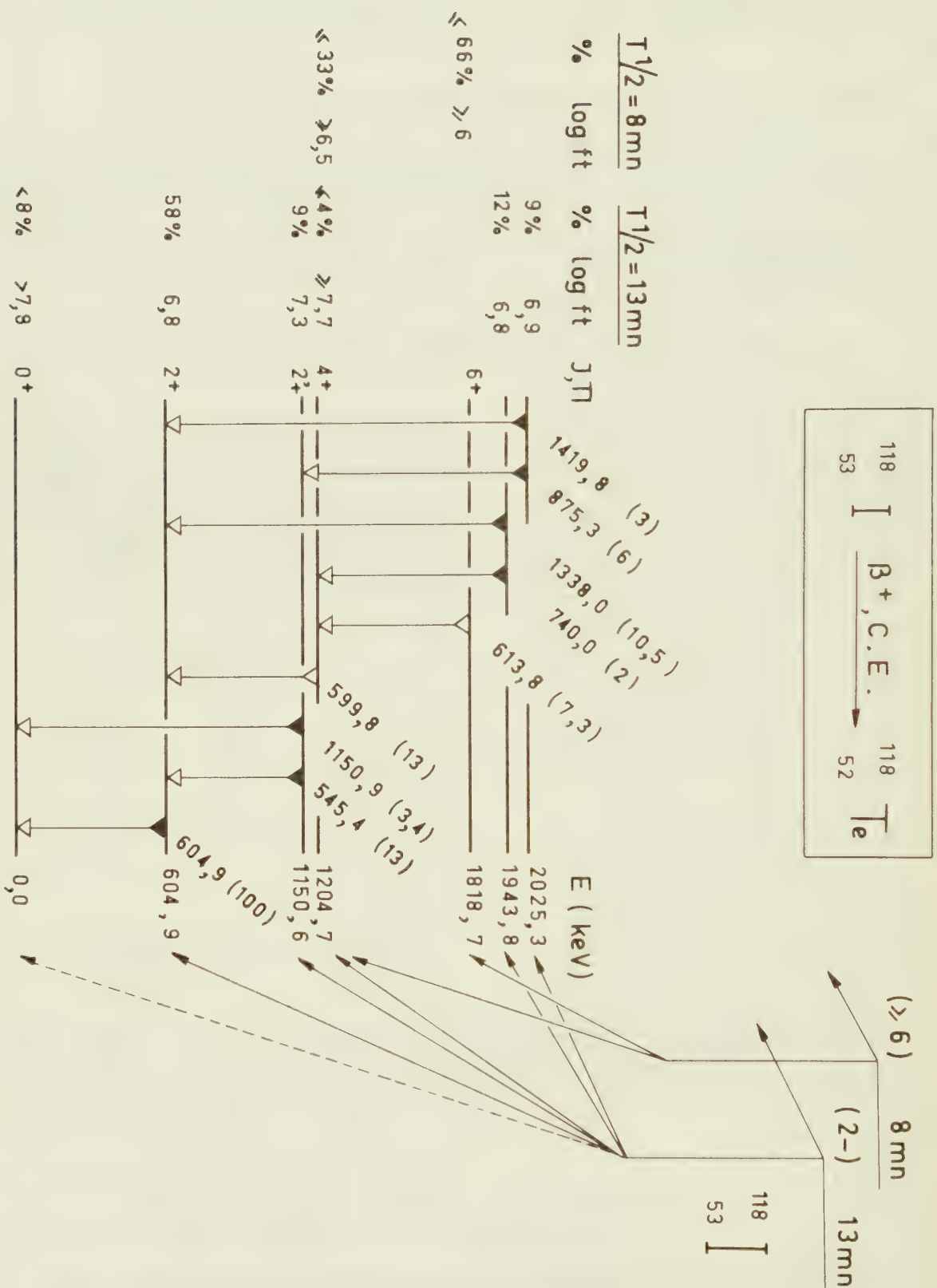


Figure 28 - Schéma de désintégration de $^{118}\text{I} \rightarrow ^{118}\text{Te}$.

tableau XV le rapport $I_{\gamma}(613,8 \text{ KeV}) / I_{\gamma}(599,8 \text{ KeV})$. Ce rapport, aux erreurs expérimentales près, reste pratiquement constant.

E_{γ} (KeV)	I_{γ} %	E_{γ} (KeV) ref. - {65} -	I_{γ} % ref. - {65} -	E_{γ} (KeV) ref. -{72}-	I_{γ} % ref. -{72}-
352,5 ± 0,5	4 ± 0,4	352,7 ± 0,6	2,1 ± 0,2	511	
511,0	81 ± 8,0	496,4 ± 0,9	0,2 ± 0,04		
540,0 ± 1	1 ± 0,3	511,0	50,3 ± 5,0		
545,4 ± 0,3	13 ± 0,6	523,8 ± 0,8	2,4 ± 0,5		
553,0 ± 1	1,5 ± 0,5	544,8 ± 0,4	11,3 ± 1,1	542	12,9
599,8 ± 0,3	{ 13 ± 0,6 (100)	551,8 ± 0,6	1,9 ± 0,2	600	{ 43,5 (100)
604,9 ± 0,3		559,5 ± 1,2	0,2 ± 0,04		
613,8 ± 0,3		600 ± 2,0	{ 10,0 ± 2,0 (100)		
		605,2 ± 0,4	100,0	605	100
	{ 7,3 ± 0,5 (56 ± 7,0)	614 ± 2	{ 3,2 ± 0,6 (32 ± 12,0)	612	{ 18,7 (43,0)
		684,9 ± 1	0,4 ± 0,08	1147	(t.f.)
		711,2 ± 1	0,4 ± 0,08		
740,0 ± 0,5	2 ± 0,3	740,7 ± 0,5	1,5 ± 0,15		
875,3 ± 0,4	6 ± 0,4	875,6 ± 0,4	7,0 ± 0,7		
		1116,2 ± 0,9	1,9 ± 0,4		
1150,9 ± 0,5	3,4 ± 0,4	1149,9 ± 0,5	4,6 ± 0,4		
1258,4 ± 0,7	5,2 ± 0,5	1257,0 ± 0,6	3,5 ± 0,3		
		1285,9 ± 1,2	0,6 ± 0,12		
1338,0 ± 0,7	10,5 ± 1,0	1338,4 ± 0,5	11,4 ± 1,1		
		1349,2 ± 1,0	1,6 ± 0,3		
1419,6 ± 1	3 ± 0,5	1414,9 ± 0,7	2,0 ± 0,4		
1746,9 ± 1	7,3 ± 0,5				

Tableau XV - Energie et intensité des rayonnements γ associés à la désintégration de ^{118}I . Nous avons porté dans les colonnes 3 et 4 les résultats obtenus par Spejewski et al. en 1969 - {65} ; dans les colonnes 5 et 6, les résultats obtenus en 1968 par Ladenbauer-Bellis et Bakhru - {72} .

Schéma de désintégration de $^{118}\text{I} \rightarrow ^{118}\text{Te}$: La figure 28 montre le schéma de désintégration que nous proposons : il est très semblable à celui de ^{120}I . Les valeurs des log ft permettent d'attribuer la valeur $J, \pi = 2^-$ à l'état fondamental de ^{118}I et les valeurs $J, \pi = 6^+, 7^+, 8^+$, à l'état isomérique compte-tenu, ici encore, que la multipolarité de la transition isomère→fondamental doit être supérieure ou égale à 4.

Le niveau $6+$, nourri dans cette désintégration, a été obtenu par réaction nucléaire - {7} . Par contre, nous n'observons ni le niveau de 2574,1 KeV ($8+$), ni la transition $8+ \rightarrow 6+$ de 753,1 KeV proposés par LUUKKO et al., - {7} . Ceci permet d'exclure les valeurs de spin et parité $J, \pi = 8^+$ pour l'état isomérique.

TROISIEME PARTIE

-=-

INTERPRETATION ET DISCUSSION DES RESULTATS

I - ASPECTS THEORIQUES

I.1 - CALCULS MICROSCOPIQUES

Les travaux de Kisslinger et Sorensen ont permis de constater que le modèle microscopique donne une description acceptable du premier niveau $2+$ pour les noyaux pairs "sphériques", - {28}. Depuis, les calculs de Lombard et Campi-Benet, - {14}, ainsi que ceux de Veje - {29}, fournissent également une description des excitations collectives octupolaires ; dans le premier cas, il est proposé une description simultanée des niveaux $2+$ et $3-$ pour les noyaux non déformés ; dans le deuxième cas, seuls les premiers niveaux octupolaires sont décrits pour les mêmes noyaux. Ces calculs supposent que les nucléons se déplacent dans un potentiel moyen qui est habituellement celui du modèle en couches. L'interaction résiduelle entre les particules est représentée par des forces à courte portée (pairing) et des forces à longue portée. Dans ces conditions, l'Hamiltonien peut s'écrire :

$$H = H_{\text{couche}} + H_{\text{pairing}} + H_{\text{longue portée}} \quad (1)$$

que nous écrivons : $H = H_0 + H_{\text{longue portée}}$.

I.1.1 - INTERACTION A COURTE PORTEE ET ENERGIES DE QUASI-PARTICULES

L'interaction à courte portée est représentée par une force d'appariement entre les nucléons. Seuls les nucléons hors des couches fermées sont considérés. L'interaction neutron-proton est négligée. Les deux premiers termes de l'Hamiltonien (énergie de particule indépendante, énergie d'appariement) peuvent alors s'écrire selon le formalisme de la seconde quantification :

$$H_0 = \sum_{j,m,t_0} \epsilon_{j,t_0} a_{j,m,t_0}^+ a_{j,m,t_0} - \frac{1}{4} G(t_0) \sum_{\substack{j,m,t_0 \\ j',m',t_0}} a_{j',m',t_0}^+ a_{j',-m',t_0}^+ a_{j,-m,t_0} a_{j,m,t_0} \quad (2)$$

Dans cette expression t_0 est la composante sur l'axe des z du spin isobarique de la particule avec la convention :

$$t_0 = \begin{cases} 1/2 & \text{pour les protons} \\ -1/2 & \text{pour les neutrons} \end{cases}$$

a_{j,m,t_0}^+ et a_{j,m,t_0} sont les opérateurs de création et d'annihilation d'une particule du modèle en couches. Celle-ci est caractérisée par les nombres quantiques j,m,t_0 ; ϵ_{j,t_0} est l'énergie de cette particule. La constante de pairing $G(t_0)$ est ajustée pour donner une bonne représentation des différences de masses entre les isotopes pairs et impairs.

L'Hamiltonien H_0 défini en - (2) - est traité selon la méthode habituelle en utilisant la transformation canonique de Bogolioubov-Valatin. Celle-ci introduit les opérateurs de création et d'annihilation de quasi-particules :

$$\alpha_{j,m,t_0}^+ \quad \text{et} \quad \alpha_{j,m,t_0}$$

$$\alpha_{j,m,t_0}^+ = U_{j,t_0} a_{j,m,t_0}^+ + (-1)^{j+m} V_{j,t_0} a_{j,-m,t_0} \quad (3)$$

$$\alpha_{j,m,t_0} = U_{j,t_0} a_{j,m,t_0} + (-1)^{j+m} V_{j,t_0} a_{j,-m,t_0}^+$$

V_{j,t_0}^2 et U_{j,t_0}^2 représentent respectivement les probabilités que l'état j, t_0 du modèle en couches soit occupé ou inoccupé et vérifient les conditions :

$$U_{j,t_0}^2 + V_{j,t_0}^2 = 1 \quad (4)$$

$$n_{t_0} = \sum_{j,m} (2j+1) \cdot V_{j,t_0}^2 \quad (5)$$

n_{t_0} étant le nombre de particules. L'opérateur :

$$N_{t_0} = \sum_{j,m} a_{j,m,t_0}^+ a_{j,m,t_0} \quad (6)$$

compte le nombre de particules d'une espèce donnée dans le noyau.

Les fonctions d'onde peuvent être déterminées en utilisant la fonction d'onde d'essai de Barden, Cooper et Schrieffer. Ces fonctions s'écrivent séparément pour les protons et les neutrons, elles sont de la forme :

$$|B.C.S. \rangle_{t_0} = \prod_{j,m>0} (U_{j,t_0} + V_{j,t_0} a_{j,m,t_0}^+ a_{j,-m,t_0}^+) |0\rangle \quad (7)$$

où $|0\rangle$ est le vrai vide de particule. Le vide est défini par la relation suivante :

$$a_{j,m,t_0} |0\rangle = 0$$

La fonction d'essai n'est pas fonction propre de N_{t_0} . On exige comme condition que la valeur moyenne de N_{t_0} soit égale au nombre n_{t_0} de nucléons :

$$\langle B.C.S. | N_{t_0} | B.C.S. \rangle_{t_0} = n_{t_0}$$

Cette contrainte revient à introduire dans l'Hamiltonien du système, un terme $-\lambda_{t_0} N_{t_0}$, où λ_{t_0} joue le rôle d'un multiplicateur de Lagrange et a les dimensions d'une énergie. L'Hamiltonien peut alors s'écrire, pour une espèce déterminée de particules :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = H_0 - \lambda_{t_0} N_{t_0} &= \sum_{j,m} (U_{j,t_0} - \lambda_{t_0}) a_{j,m,t_0}^+ a_{j,m,t_0} \\ &- \frac{1}{4} G(t_0) \sum_{j,m} a_{j',m',t_0}^+ a_{j',-m',t_0}^+ a_{j,-m,t_0} a_{j,m,t_0} \end{aligned} \quad (8)$$

Les valeurs des U_{j,t_0} et V_{j,t_0} sont recherchées par une méthode variationnelle en minimisant l'expression : $\langle \text{B.C.S.} | \mathcal{H}_0 | \text{B.C.S.} \rangle_{t_0}$, ce qui s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial V_{j,t_0}} \langle \text{B.C.S.} | H_0 - \lambda_{t_0} N_{t_0} | \text{B.C.S.} \rangle_{t_0} = 0 \quad (9)$$

En explicitant les relations - (4) - (5) et (9), on obtient le système qui détermine les coefficients U et V de la fonction d'onde de B.C.S. :

$$U_{j,t_0}^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_{j,t_0} - \lambda_{t_0}}{E_{j,t_0}} \right), \quad V_{j,t_0}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_{j,t_0} - \lambda_{t_0}}{E_{j,t_0}} \right), \quad (10)$$

$$\sum_j \frac{1}{2} (2j+1) \left(1 - \frac{\epsilon_{j,t_0} - \lambda_{t_0}}{E_{j,t_0}} \right) = n_{t_0}$$

La dernière relation exprime la conservation du nombre moyen de nucléons. E_{j,t_0} représente l'énergie de quasi-particule, celle-ci est donnée par la relation :

$$E_{j,t_0} = \{ (\epsilon_{j,t_0} - \lambda_{t_0})^2 + \Delta_{t_0}^2 \}^{1/2} \quad (11)$$

Dans cette expression, Δ_{t_0} est le 1/2 intervalle d'énergie au "gap" défini par :

$$\Delta_{t_0} = G_{t_0} \cdot \sum_j (2j+1) U_{j,t_0} V_{j,t_0}$$

I.1.2 - INTERACTION A LONGUE PORTEE

L'interaction résiduelle à longue portée entre particules est simulée par une force effective attractive de type quadrupolaire ou octupolaire, agissant entre tous les nucléons. Exprimée en termes d'opérateurs de création et d'annihilation de particules, la partie correspondante de l'Hamiltonien, pour $\lambda = 3$, prend la forme suivante :

$$H_{\text{longue portée}} = - \frac{1}{2} \sum_{\substack{j',m',t'_0 \\ j,m,t_0}} \{ 1,2 \} (-1)^{3-\mu} \langle t'_0(1) t'_0(2) | \kappa | t_0(1) t_0(2) \rangle$$

$$\times \langle j'_1 m'_1 | r^3 Y_{3\mu} | j_1 m_1 \rangle \langle j'_2 m'_2 | r^3 Y_{3-\mu} | j_2 m_2 \rangle \quad (12)$$

$$\times a_{j'_1, m'_1, t'_0}^+ (1) a_{j'_2, m'_2, t'_0}^+ (2) a_{j_2, m_2, t_0} a_{j_1, m_1, t_0}$$

Par la suite, on considère uniquement la partie du champ nucléaire qui agit sur les protons et les neutrons mais ne change pas les protons en neutrons ou vice-versa. De ce fait :

$$t'_0(1) = t_0(1), \quad t'_0(2) = t_0(2)$$

et la constante de couplage κ prend la forme :

$$\begin{aligned}\kappa &= \kappa \{ t_0(1), t_0(2) \} \\ \kappa &= \kappa_0 + 4 \kappa_1 \cdot t_0(1) \cdot t_0(2)\end{aligned}\quad (13)$$

Ces relations donnent, pour les constantes de couplage proton-proton, neutron-neutron et proton-neutron :

$$\begin{aligned}\kappa_{pp} &= \kappa_{nn} = \kappa_0 + \kappa_1 \\ \kappa_{np} &= \kappa_0 - \kappa_1\end{aligned}\quad (14)$$

κ_0 correspond à la composante de la force à longue portée indépendante du spin isobarique (que l'on désignera conventionnellement par $\tau = 0$) et κ_1 à la partie dépendant du spin isobarique ($\tau = 1$).

I.1.3 - RECHERCHE DES ETATS COLLECTIFS

Définissons d'abord les excitations à deux quasi-particules j_1 et j_2 couplées pour donner le moment résultant J, M :

$$|(j_1 j_2) J M \rangle_{t_0} = A_{j_1 j_2 t_0}^{+ J M} | \tilde{0} \rangle$$

Dans cette expression :

$|\tilde{0}\rangle$ représente l'état de référence utilisé, vide de quasi-particules, tel que $\alpha_{j,m,t_0} | \tilde{0} \rangle = 0$

$A_{j_1 j_2 t_0}^{+ J M}$ est une combinaison linéaire d'opérateurs de création de deux quasi-particules de moment angulaire respectif j_1 et j_2 couplées à J . Pour $J = 3$ il s'écrit :

$$A_{j_1 j_2 t_0}^{+ 3 M} = \sum_{m_1, m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 | 3 M) \alpha_{j_1, m_1, t_0}^{+} \alpha_{j_2, m_2, t_0}^{+} \quad (16)$$

Approximation de TAMM-DANCOFF (Approximation I) : L'état à deux quasi-particules défini par la fonction d'onde : $A_{j_1 j_2 t_0}^{+ J M} | \tilde{0} \rangle$ et

l'énergie $E_{j_1, t_0} + E_{j_2, t_0}$ peut être considéré comme un oscillateur élémentaire. La composante à longue portée des forces nucléaires couple entre eux l'ensemble des oscillateurs possédant un même moment résultant J, M . Les excitations résultant de ce couplage sont décrites comme une combinaison linéaire d'excitations à deux quasi-particules. L'opérateur de création correspondant : $b_{(\alpha)}^{+}$ et la fonction d'onde $|\alpha\rangle$ peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned}b_{(\alpha)}^{+} &= \sum_{j_1 j_2 t_0} p(\alpha, j_1, j_2, t_0) A_{j_1 j_2 t_0}^{+ J M} \\ |\alpha\rangle &= \sum_{j_1 j_2 t_0} p(\alpha, j_1, j_2, t_0) |(j_1, j_2) J M \rangle_{t_0}\end{aligned}\quad (17)$$

L'état fondamental est défini par $|\tilde{0}\rangle = |\tilde{0}\rangle_p |\tilde{0}\rangle_n$, c'est un état B.C.S. ; α représente toutes les caractéristiques quantiques associées aux états recherchés. La somme est effectuée sur tous les états possibles de neutrons et de protons. Chaque paire (j_1, j_2, t_0) n'est prise en considération qu'une fois ; si (j_1, j_2, t_0) est inclus dans la somme, (j_2, j_1, t_0) en est exclu. Les coefficients $p(\alpha, j_1, j_2, t_0)$ sont les amplitudes du mélange de configurations. Ils sont déterminés en diagonalisant l'Hamiltonien total (1) et en limitant l'espace de configuration aux états à deux quasi-particules.

Méthode des phases aléatoires (R.P.A.) : Cette méthode permet de tenir compte de corrélations de paires introduites par l'interaction résiduelle, non seulement dans les états excités, mais aussi dans l'état fondamental. De façon analogue au cas précédent, on définit l'opérateur de création d'une excitation collective : "phonon", ainsi que la fonction d'onde correspondante :

$$B_{(\alpha)}^+ = \sum_{j_1, j_2, t_0} \{ p(\alpha, j_1, j_2, t_0) A_{j_1 j_2 t_0}^{JM+(-1)^{J+M}} q(\alpha, j_1, j_2, t_0) A_{j_1 j_2 t_0}^{JM} \} \quad (18)$$

avec $|\alpha\rangle = B^+(\alpha) |\psi_0\rangle$.

Le nouvel état fondamental ψ_0 diffère de l'état de B.C.S..

Il ne contient aucun "phonon", il est défini par la condition :

$$B(\alpha) |\psi_0\rangle = 0$$

pour tous les α . $B(\alpha)$ est l'opérateur conjugué de $B^+(\alpha)$.

L'énergie élémentaire $\hbar\omega_\alpha$ de l'état excité α est donnée par la relation :

$$\{H, B^+(\alpha)\} = \hbar\omega_\alpha B^+(\alpha)$$

Approximation des quasi-bosons : Nous pouvons définir l'opérateur d'annihilation de deux quasi-particules :

$$A_{j_1 j_2 t_0}^{JM} = \sum_{m_1, m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 | JM) \alpha_{j_1, m_1, t_0} \alpha_{j_2, m_2, t_0} \quad (19)$$

ainsi que l'opérateur de "diffusion" d'une quasi-particule :

$$\eta_{j_1 j_2 t_0}^{JM} = \sum_{m_1, m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 | JM) \cdot \alpha_{j_1, m_1, t_0}^+ \alpha_{j_2, m_2, t_0} \quad (20)$$

L'approximation des quasi-bosons consiste à identifier la règle de commutation des opérateurs A^+ et A à celle des bosons. Pour cela, les termes de diffusion d'une quasi-particule η , qui apparaissent dans $\{A, A^+\}$, doivent être négligés. On néglige de même les termes en η dans les opérateurs d'interaction quadrupolaire et octupolaire. Cette approximation est utilisée pour la détermination de l'énergie et de la probabilité de transition associées au niveau à un phonon : Q.R.P.A.. Elle ne peut pas être employée pour le calcul de la probabilité de transition quadrupolaire électrique $2^+ \rightarrow 0^+$ et dipolaire magnétique $2^+ \rightarrow 2^+$, (cf. §. I.1.5).

I.1.4 - PROBABILITES REDUITES DE TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES

Dans le formalisme du spin isotopique, l'opérateur multipolaire $\mathcal{M}(E\lambda, \mu)$ et la probabilité de transition $B(E\lambda)$ peuvent s'écrire, dans le cas où $\lambda = 3$:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(E3, \mu) &= \sum_i r_i^3 Y_{3\mu}(i) e(\frac{1}{2} + t_0(i)) \\ B(0^+ \rightarrow 3^-, \alpha) &= \sum_{\mu} | \langle 3^-, \mu, \alpha | \mathcal{M}(E3, \mu) | 0^+ \rangle |^2 \end{aligned} \quad (21)$$

avec : $e(\frac{1}{2} + t_0(i)) = e$ pour les protons,
 $= 0$ pour les neutrons.

Cet opérateur multipolaire agissant uniquement sur les protons, la probabilité de transition correspondante sera notée $B(Z)$. L'opérateur $\mathcal{M}_0(E3, \mu)$ et la probabilité de transition $B(0+ \rightarrow 3-, \alpha)$ possèdent deux composantes correspondant à $\tau = 0$ et $\tau = 1$; la première s'écrit :

$$\mathcal{M}_0(\tau = 0, 3, \mu) = \frac{1}{2}e \sum_i r_i^3 y_{3\mu}(i)$$

avec $\tau = 0$ (22)

$$B_0(0+ \rightarrow 3-, \alpha) = \sum_{\mu} | \langle 3-, \mu, \alpha | \mathcal{M}_0(\tau = 0, 3, \mu) | 0+ \rangle |^2$$

Elle agit indistinctement sur les protons et les neutrons et correspond à l'utilisation d'une charge effective $e_p^{\text{eff.}} = e_n^{\text{eff.}} = \frac{1}{2}e$. Par la suite, nous appellerons cette probabilité de transition $B_0(0+ \rightarrow 3-, \alpha) = B_0(A)$.

L'autre composante s'écrit :

$$\mathcal{M}_0(\tau = 1, 3, \mu) = e \sum_{i, t_0} r_i^3 y_{3\mu}(i) t_0(i)$$

avec $\tau = 1$ (23)

$$B_1(0+ \rightarrow 3-, \alpha) = \sum_{\mu} | \langle 3-, \mu, \alpha | \mathcal{M}_0(\tau = 1, 3, \mu) | 0+ \rangle |^2$$

Celle-ci agit différemment sur les protons et les neutrons.

I.1.5 - PROBABILITES REDUITES DE TRANSITION $2'+ \rightarrow 0+$

En utilisant le formalisme décrit précédemment, le niveau $2'+$ peut être décrit comme un état à "2 phonons". La fonction d'onde $|2'+\rangle$ s'écrit alors :

$$|2'+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (B^+ B^+)_2 | \psi_0 \rangle \quad (24)$$

Dans l'approximation des quasi-bosons, les deux états $|\psi_0\rangle$ et $|2'+\rangle$ diffèrent par 4 quasi-particules, et la transition quadrupolaire $2'+ \rightarrow 0+$ est interdite. La seule contribution possible provient des termes de diffusion à une quasi-particule, qui ont été négligés en explicitant le commutateur $\{A, A^+\}$ et l'opérateur moment quadrupolaire. Ainsi la partie en $\dots$ des opérateurs, qui ne joue aucun rôle dans le calcul de $B(E2, 21+ \rightarrow 0+)$, est entièrement responsable de la transition $2'+ \rightarrow 0+$. Les probabilités de transition correspondantes vont être extrêmement faibles, de l'ordre de $B_{S.p.}$. Des calculs de ce type ont été effectués sur les isotopes pairs-pairs par Kisslinger et Sorensen.

Le même problème se pose pour le calcul des probabilités de transition dipolaire magnétique, il peut être résolu de manière identique.

I.2 - MODELE SEMI-MICROSCOPIQUE

Les isotopes du tellure peuvent être qualitativement représentés en couplant les deux protons hors du coeur $Z = 50$ à un coeur $(Z=50, N)$. Dans ces conditions, l'Hamiltonien s'écrit de la manière suivante :

$$H = H_{\text{couche}} + H_{\text{pairing}} + H_{\text{coll.}} + H_{\text{int.}} \quad (25)$$

Les deux premiers termes décrivent le mouvement des protons en dehors du coeur dans un champ moyen statique avec une interaction résiduelle à courte portée entre ces deux particules. Le troisième terme représente les vibrations harmoniques quadrupolaires du coeur

autour d'une forme d'équilibre sphérique ; $H_{int.}$ représente le couplage des deux protons aux mouvements du coeur. Cet Hamiltonien peut se mettre sous la forme :

$$H = H_0 + H_{pairing} + H_{int.}$$

Un modèle de ce genre a été développé par G.G. Alaga et V. Lopac pour décrire les isotopes du cadmiun et du tellure - {15} .

I.2.1 - VIBRATIONS HARMONIQUES DU COEUR

Dans un tel modèle, la surface d'un noyau sphérique vibrant autour de sa position d'équilibre R_0 est représentée par le rayon vecteur R qui s'exprime en coordonnées polaires, dans le cas où la déformation reste de faible amplitude.

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \cdot \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda, \mu} Y_{\lambda, \mu}^*(\theta, \phi) + O(\alpha^2) \right\} \quad (26)$$

Les coefficients $\alpha_{\lambda, \mu}$ décrivent la déformation. Si l'amplitude de celle-ci reste très faible, les termes en α^2 sont négligés, l'oscillation autour de la forme d'équilibre est harmonique et peut se décrire par un Hamiltonien de la forme :

$$H_{coll.} = \sum_{\lambda, \mu} \frac{1}{2} B_{\lambda} |\dot{\alpha}_{\lambda, \mu}|^2 + \frac{1}{2} C_{\lambda} |\alpha_{\lambda, \mu}|^2 \quad (27)$$

Chaque mode λ est défini par un paramètre de masse B_{λ} ainsi que par l'intensité de la force de rappel C_{λ} . La fréquence ω_{λ} associée à chaque mode est :

$$\omega_{\lambda} = \sqrt{\frac{C_{\lambda}}{B_{\lambda}}}$$

Pour une sphère uniformément chargée le moment multipolaire et la probabilité de transition entre le premier état excité et l'état fondamental s'écrivent :

$$M(E_{\lambda, \mu}) = \frac{3}{4\pi} \cdot ZeR_0^{\lambda} \alpha_{\lambda, \mu} \quad (28)$$

$$B(E_{\lambda}, N_{\lambda} = 1 \rightarrow N_{\lambda} = 0) = \frac{3}{4\pi} (ZeR_0^{\lambda})^2 \cdot \frac{\hbar}{2\sqrt{B_{\lambda} \cdot C_{\lambda}}}$$

N_{λ} étant le nombre de phonons. Ces états vibrationnels sont caractérisés par les règles de sélection suivantes :

$$\Delta N_{\lambda} = \pm 1$$

$$\text{et} \quad \sum_f B(E_{\lambda}, N_{\lambda}, J_i \rightarrow N_{\lambda} - 1, J_f) = N_{\lambda} B(E_{\lambda}, N_{\lambda} = 1 \rightarrow N_{\lambda} = 0) \quad (29)$$

ce qui donne pour $N = 2$ et $\lambda = 2$:

$$B(E2, 2, J \rightarrow 1, 2+) = 2B(E2, 2, 2+ \rightarrow 0, 0+) \quad \text{avec } J = 0+, 2+, 4+$$

et

$$B(E2, 2, 2+ \rightarrow 0, 0+) \ll B(E2, 2, 2+ \rightarrow 1, 2+) \quad (30)$$

I.2.2 - COUPLAGE COEUR-PARTICULES

Par la suite, pour décrire les niveaux, nous utiliserons les notations de Alaga et Lopac : j_1, j_2, j, N, R, J où j_1 et j_2 sont les états de protons en dehors du coeur, les deux protons étant recouplés à un moment angulaire j ; N désigne le nombre de phonons et R leur spin total avec $\vec{j} + \vec{R} = \vec{J}$, J étant le moment angulaire total du niveau étudié.

Spectre non perturbé : Les niveaux non perturbés sont décrits par l'Hamiltonien H_0 . Les fonctions propres de cet opérateur H_0 sont de la forme :

$$\left[\begin{matrix} j_1 j_2 j \\ \phi_{\text{intrinsèque}} \cdot \phi_{\text{coll.}}^{NR} \end{matrix} \right]_J$$

$\phi_{\text{intrinsèque}}^{j_1 j_2 j}$ ne fait intervenir que les coordonnées intrinsèques des deux nucléons hors du coeur, et $\phi_{\text{coll.}}^{NR}$ les variables collectives du coeur. Nous noterons par la suite, le vecteur d'état correspondant :

$$|j_1 j_2 j N R J\rangle$$

L'énergie propre de cet état est égale à :

$$E = \epsilon_{j_1} + \epsilon_{j_2} + N\hbar\omega$$

Force d'appariement : L'interaction à courte portée est simulée par une force d'appariement agissant entre les protons dans les états $j_1 m_1$ et $j_2 = j_1, m_2 = -m_1$; sa valeur moyenne prise sur un état s'écrit :

$$\langle j_1 j_2 j N R J | H_{\text{pairing}} | j_1 j_2 j N R J \rangle = -\frac{G}{2} (2j_1 + 1) \cdot \delta_{j_1 j_2} \cdot \delta_{j_0} \quad (31)$$

Les autres éléments de matrice sont de la forme :

$$\begin{aligned} \langle j'_1 j'_2 j' N' R' J' | H_{\text{pairing}} | j_1 j_2 j N R J \rangle = & -\frac{G}{2} \sqrt{(2j'_1 + 1)(2j_1 + 1)} \cdot \\ & \delta_{j'_1 j'_2} \cdot \delta_{j_1 j_2} \cdot \delta_{j'_0} \cdot \delta_{j_0} \cdot \delta_{N N'} \cdot \delta_{R R'} \end{aligned}$$

Interaction coeur-particules : L'interaction des particules avec le coeur est représentée par une force de surface qui peut se mettre sous la forme :

$$H_{\text{int.}} = \sum_{i=1}^2 V(\vec{r}_i) = \sum_{i=1}^2 R_0 V_0 \delta(r_i - R_0) \quad (32)$$

V_0 étant la profondeur du puits de potentiel à symétrie sphérique du modèle en couches, prise à la surface du noyau, ($V_0 \approx 50$ MeV).

Les états non perturbés $|j_1 j_2 j N R J\rangle$ sont couplés entre eux par l'interaction coeur-particules. Dans le cas présent, celle-ci n'est pas assez faible pour que la méthode des perturbations soit utilisée ; en effet, ce couplage doit pouvoir abaisser l'énergie du premier niveau collectif 2^+ du coeur de 1,2 MeV à 0,7 MeV environ.

Dans ce cas, on diagonalise l'Hamiltonien total H sur les fonctions propres $|j_1 j_2 j N R J\rangle$ de H_0 ; on obtient ainsi les valeurs perturbées du spectre en énergie et les

amplitudes du mélange de configurations. Dans ce calcul, les valeurs de ϵ_j sont déterminées pour donner une bonne représentation des énergies ainsi que des facteurs spectroscopiques associés au premier niveau des isotopes de masse impaire de l'antimoine - {104} . Les valeurs des autres paramètres sont les suivantes :

$$\hbar\omega_2 = 1 \text{ à } 1,2 \text{ MeV}$$

$$G = 0,2 \text{ MeV}$$

La force de couplage est considérée comme un paramètre ajustable pour obtenir une bonne représentation de la séquence de niveaux des tellures pairs.

1.2.3 - OPERATEURS MULTIPOLAIRES

Dans ce modèle, les opérateurs multipolaires électriques et magnétiques se composent d'un terme collectif, et d'un terme microscopique relatif aux deux protons. Ils peuvent s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{M}(E2) = \sum_{i=1}^2 e^p r_i^2 Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i) + \frac{3}{4\pi} \cdot Ze^2 R_o^2 \alpha_{2\mu} \quad (33)$$

$$\mathcal{M}(M1) = \frac{e\hbar}{2Mc} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left\{ \sum_{i=1}^2 \left[g_l (\vec{j}_i - \vec{s}_i) + g_s \vec{s}_i \right] + g_R (\vec{J} - \vec{j}) \right\}$$

L'opérateur dipolaire magnétique $\mathcal{M}(M1)$, après sommation sur les états de protons, devient :

$$\mathcal{M}(M1) = \frac{e\hbar}{2Mc} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \{ g_R \vec{J} + (g_l - g_R) \vec{j} + (g_s - g_l) \vec{S} \}$$

$\vec{J}$ et $\vec{j}$ sont respectivement les opérateurs de moment angulaire total du noyau et des protons hors du coeur, $\vec{S}$ est l'opérateur de spin relatif aux deux protons, g_l et g_s sont les rapports gyromagnétiques orbital et de spin du proton ; g_R est le rapport gyromagnétique du noyau, avec les valeurs suivantes :

$$g_l = 1 ; g_s = 5,586 , \quad g_R = \frac{Z}{A}$$

1.2.4 - MOMENTS DYNAMIQUES ET STATIQUES

Les probabilités réduites de transition quadrupolaire électrique et dipolaire magnétique peuvent se mettre sous la forme :

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i+1} | \langle J_f || \mathcal{M}(E2) || J_i \rangle |^2 = \frac{0,115}{2J_i+1} (Ae_{eff}^p + Be_{eff}^n)^2 \cdot e^2 \cdot 10^{-48} \cdot cm^4 \quad (34)$$

$$B(M1; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i+1} | \langle J_f || \mathcal{M}(M1) || J_i \rangle |^2 = \frac{1}{2J_i+1} (Cg_R + Dg_l + Eg_s)^2 \cdot \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2$$

De même l'expression du moment quadrupolaire et du moment électrique s'écrit :

$$Q(J) = \left(\frac{J2J}{-J0J} \right) \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle J || \mathcal{M}(E2) || J \rangle = 0,339 \left(\frac{J2J}{-J0J} \right) \sqrt{\frac{16\pi}{5}} (A'e_{eff}^p + B'e_{eff}^n) \cdot e^2 \cdot 10^{-24} cm^2$$

$$\mu(J) = \left(\frac{J2J}{-J0J} \right) \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \langle J || \mathcal{M}(M1) || J \rangle = \left(\frac{J2J}{-J0J} \right) \sqrt{\frac{4\pi}{3}} (C'g_R + D'g_l + E'g_s) \frac{e\hbar}{2Mc} \quad (35)$$

Les coefficients A,B,C,D,E sont calculés en utilisant le modèle défini précédemment. La charge effective e_{eff}^D est choisie égale à $2eD$. La charge effective correspondant au coeur e_{eff}^n est ajustée pour donnée une valeur correcte de la probabilité de transition du premier niveau $2+$.

II - DISCUSSION DES RESULTATS

II.1 - PREMIERS NIVEAUX 2+ et 3-

II.1.1. - PARAMETRES UTILISES DANS LES CALCULS THEORIQUES

Les approximations I et II sont utilisées par Lombard et Campi-Benet pour décrire les niveaux 2+ et 3-. Les valeurs des paramètres utilisés G , κ et ϵ_j sont les suivantes :

$$G_p \approx 26/A \text{ MeV} \quad \text{et} \quad G_n \approx 23/A \text{ MeV}$$

$$\kappa_{nn} = \kappa_{pp} = \kappa_{np} = \kappa_0 \quad \text{avec} \quad \kappa_1 = 0$$

{	j_p	$1g \frac{7}{2}$	$2d \frac{5}{2}$	$1h \frac{11}{2}$	$2d \frac{3}{2}$	$3s \frac{1}{2}$
	ϵ_j (MeV)	0,00	1,00	2,00	2,80	3,00

{	j_n	$2d \frac{5}{2}$	$1g \frac{7}{2}$	$3s \frac{1}{2}$	$2d \frac{3}{2}$	$1h \frac{11}{2}$
	ϵ_j (MeV)	0,00	0,300	1,90	2,20	192,4/N

Les valeurs de $\kappa(2+)$ et $\kappa(3-)$ sont ajustées de manière à donner une bonne représentation de l'énergie 2+ et 3- d'un isotope déterminé.

La méthode des phases aléatoires est utilisée par Veje, pour décrire les premiers niveaux 3-. Dans ce travail, Veje choisit une constante de couplage pour la force d'appariement qui varie simplement avec la masse de l'isotope considéré selon la loi :

$$7/ \kappa_0 = C_0 \cdot A^{5/3} \text{ (MeV)}^{-1} \quad \text{avec} \quad C_0 \approx 0,45$$

Les calculs sont effectués avec $\kappa_1 = 0$ et la stabilité des solutions est étudiée en prenant $\kappa_1 = -0,5 \kappa_0$ et $\kappa_1 = -2 \kappa_0$. Trois jeux de valeurs des énergies de particules sont utilisés ; - {29} - {100} et {101} .

a)

{	j_p	$g \frac{7}{2}$	$d \frac{5}{2}$	$h \frac{11}{2}$	$d \frac{3}{2}$	$s \frac{1}{2}$
	ϵ_j (MeV)	0,8	0,8	2,4	3,13	3,36

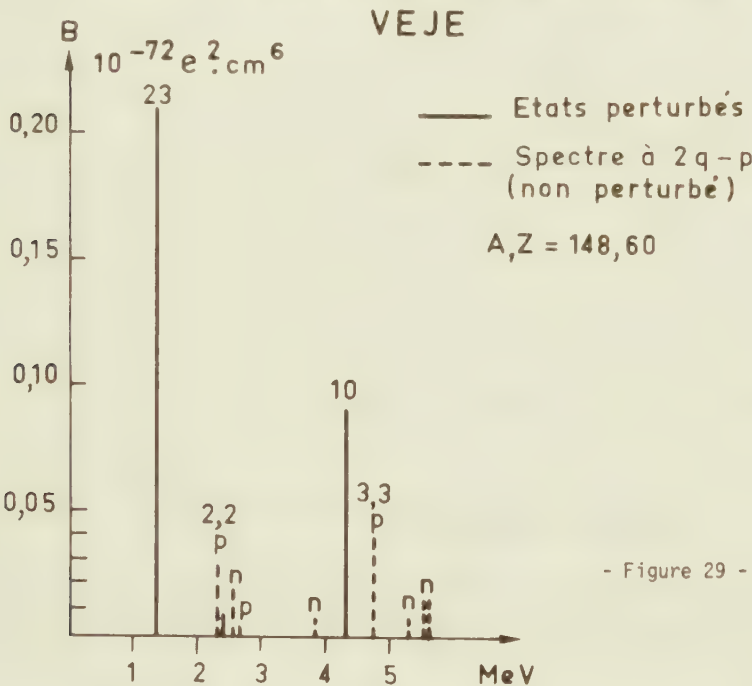
{	j_n	$d \frac{5}{2}$	$g \frac{7}{2}$	$h \frac{11}{2}$	$s \frac{1}{2}$	$d \frac{3}{2}$
	ϵ_j (MeV)	0	1	1,66	2,1	2,37

b) mêmes valeurs, sauf pour le proton $g \frac{7}{2}$: $\epsilon(g \frac{7}{2}) = 0,0 \text{ MeV}$

c) protons comme dans le cas a et pour les neutrons :

j_n	$d \frac{5}{2}$	$g \frac{7}{2}$	$s \frac{1}{2}$	$d \frac{3}{2}$	$h \frac{11}{2}$
$\epsilon_j \text{ (MeV)}$	0	0,22	1,9	2,2	2,8

Possibilité d'existence de plusieurs niveaux 3- à caractère collectif : l'existence de plusieurs niveaux 3- a pu être mise en évidence expérimentalement dans les isotopes pairs, en particulier dans le ^{124}Te ; ces niveaux ont été observés dans les isotopes de l'étain par diffusion inélastique



(α, α') - {102} . Les calculs de Veje montrent que un ou plusieurs de ces états peuvent présenter un caractère collectif. Sur la figure 29, extraite de ce travail, apparaissent les états non perturbés de quasi-particules protons et neutrons (traits pointillés). Les traits pleins représentent les états résultants, perturbés par la force à longue portée.

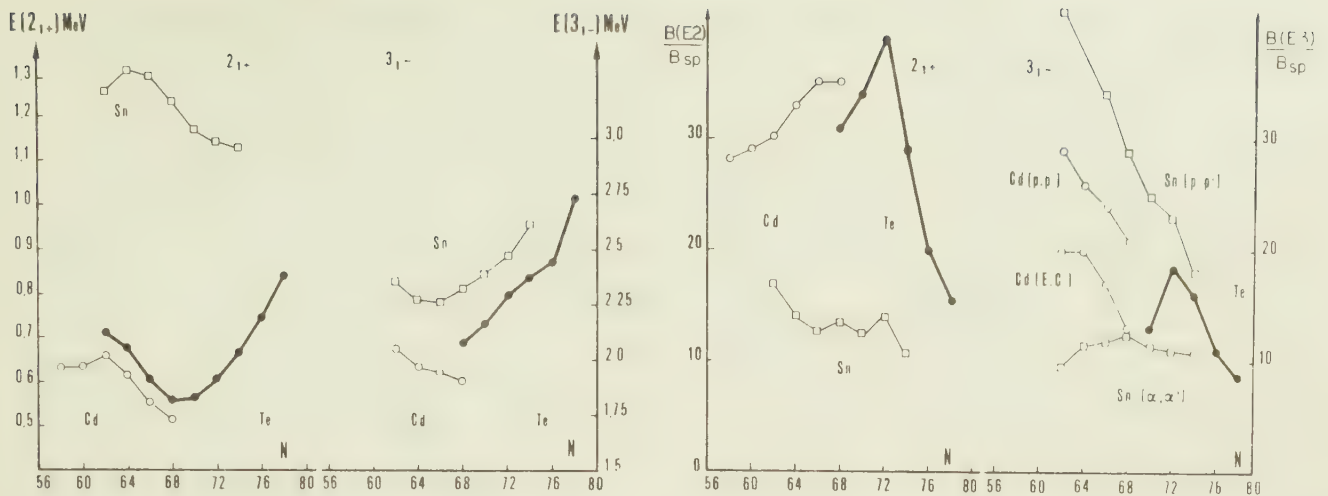
- Figure 29 -

II.1.2 - CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES DES NIVEAUX 2+ et 3- DANS LES ISOTOPES DU CADMIUM, DE L'ETAIN ET DU TELLURE

Le premier niveau 2+ et le premier niveau 3- observés dans les isotopes pairs, non déformés, sont généralement considérés comme des états collectifs de nature respective quadropolaire et octupolaire . Leur caractère collectif est déduit de la valeur importante de la section efficace associée à tous les processus inélastiques. La figure 30 représente l'énergie de ces niveaux, ainsi que les valeurs $B(E\lambda)/B_{S.p}$ qui leur sont associées, pour les noyaux de $Z = 48, 50, 52$, en fonction du nombre de neutrons.

Premier niveau 2+ : Dans les isotopes du TELLURE, ce niveau présente les caractéristiques suivantes :

- 1) L'énergie en fonction du nombre de masse est minimum pour $A = 120$ et $N = 68$.
- 2) A nombre égal de neutrons, l'énergie est plus élevée dans les tellures que dans les cadmiums. Dans la description d'Alaga et Lopac, ceci traduit une différence entre les interactions coeur-particules et coeur-trous.
- 3) A nombre égal de neutrons, l'énergie du premier niveau 2+ est fortement abaissée, si on ajoute à un coeur d'étain 2 particules ou 2 trous protons. Ceci traduit l'effet important des configurations dues aux deux protons hors de la couche fermée $N = 3$.



- Figure 30 -

- 4) Les rapports $B(E2; 2+ \rightarrow 0+)/B_{S.p}$ possèdent des valeurs relativement grandes : 15,5 pour $A=130$ et 39 pour $A=124$, (fig. 30 et tableau I). Ces valeurs, pour les tellures de masse 120, 122, 124 et 126 ; sont voisines de celles observées pour les isotopes du cadmium. La diminution rapide des valeurs de $B(E2; 0+ \rightarrow 2+)/B_{S.p}$ en fonction du nombre de masse de $A, Z = 124,52$ à $A, Z = 130,52$ (tableau I, fig. 30) traduit un effet important de fermeture de la couche de valence $N = 4$ qui se produit pour ^{134}Te .

Premier niveau 3- : Pour les isotopes du cadmium, de l'étain et du tellure, les caractéristiques de ce niveau en fonction du nombre de neutrons sont schématisées sur la fig. 30.

- 1) Pour les isotopes de l'étain, l'énergie de cet état en fonction du nombre de masse présente un minimum pour $A = 116$, $N = 66$. Elle décroît de manière régulière dans les cadmiums ($N = 62$ à 68), elle croît dans les tellures de $N = 68$ à 78 .
- 2) A nombre égal de neutrons, l'énergie du niveau 3- est plus élevée pour $Z = 50$ que pour $Z = 48$ et 52 , mais cet effet de couche magique est ici beaucoup plus faible que pour le premier niveau 2+ ; ceci traduit l'influence prépondérante des configurations de neutrons par rapport aux configurations de protons dans l'énergie du niveau 3-. Ce faible écart d'énergie observé pour ces niveaux entre les isotopes du tellure et de l'étain est de l'ordre de 200 KeV, il traduit l'influence de la contribution des configurations protons :

$$(g \ 7/2, h \ 11/2)_{3-} \quad \text{et} \quad (d \ 5/2, h \ 11/2)_{3-}$$

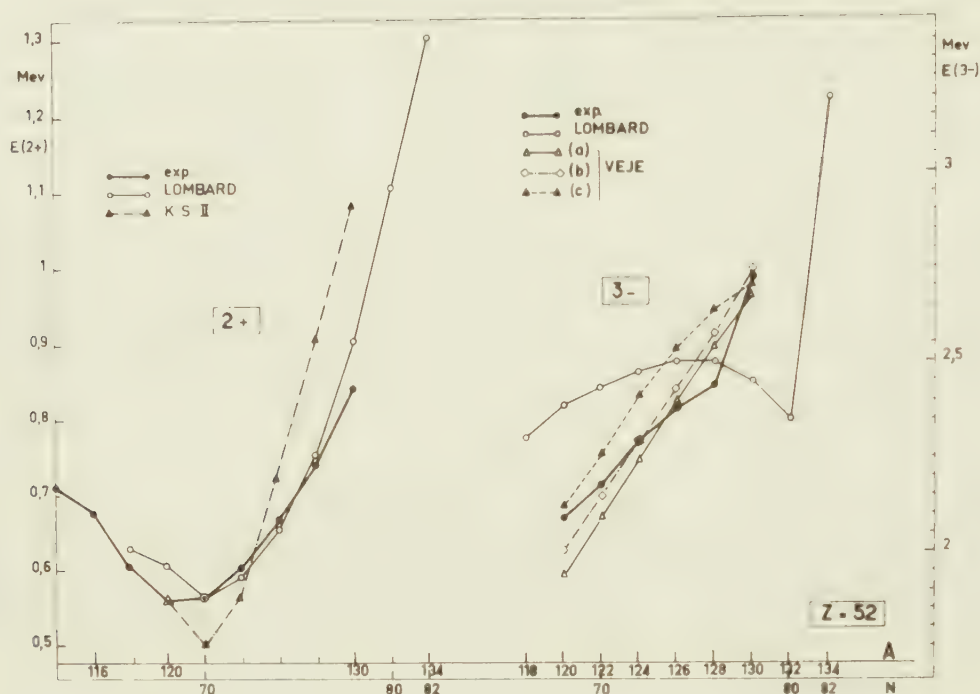
qui sont possibles dans les tellures et assez improbables dans les étains.

- 3) Dans la partie droite de la fig. 30, nous avons reporté les valeurs de $B(E3)/B_{S.p}$ en fonction du nombre de masse. Ces résultats proviennent d'expériences d'excitation coulombienne - {16}, de diffusion inélastique (α, α') - {102} et (p, p') - {1}. Cette comparaison est faite sous réserve des remarques formulées dans la première partie § III.1.2. Pour les isotopes du tellure, nous avons représenté la moyenne des résultats proposés dans la fig. 10. Pour les isotopes de l'étain, les résultats expérimentaux sont fort divergents. Cependant, d'autres expériences effectuées soit par excitation coulombienne - {24}, soit par diffusion inélastique (d, d') - {3} ou (e, e') - {103}, semblent confirmer que les valeurs de $B(E3)/B_{S.p}$ sont en moyenne décroissantes en fonction du nombre de neutrons de $N = 62$ à $N = 78$. Cette décroissance traduit le remplissage progressif de la couche de neutrons $h \ 11/2$ (cf. § II.1.4).
- 4) Dans les isotopes du tellure, les valeurs du rapport $B(E3; 3- \rightarrow 0+)/B_{S.p}$ sont peu élevées et varient de $B(E3)/B_{S.p} = 8,7$ pour $A = 130$ et 18 pour $A = 124$.

II.1.3 - ENERGIE DU PREMIER NIVEAU 2+ ET DES NIVEAUX 3-

La valeur expérimentale de l'énergie du niveau 2+ dans les isotopes du tellure en

fonction du nombre de masse est représentée sur la fig. 31, et comparée aux prévisions théoriques.



- Figure 31 -

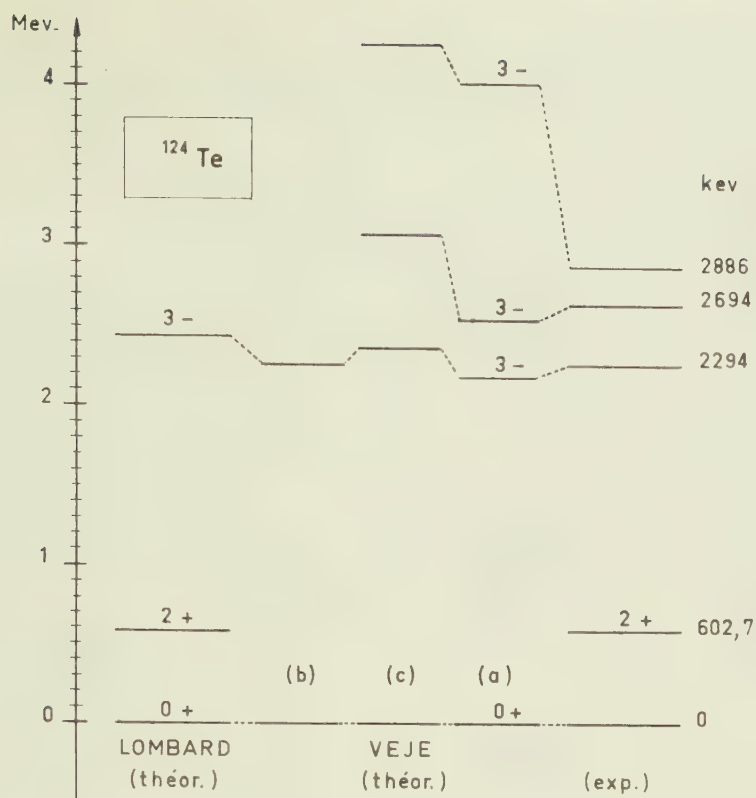
La valeur absolue de cette énergie, ainsi que sa variation en fonction du nombre de masse, sont bien décrites par les calculs de Lombard et Campi-Benet ; en particulier le minimum observé pour $A = 120$ et 122 est bien représenté. Cette description paraît donc meilleure que celle proposée par Kisslinger et Sorensen. Par contre, elle représente moins bien l'énergie du premier état excité 3^- (fig. 31). L'accord entre les valeurs expérimentales et les calculs théoriques de Veje s'avère très satisfaisant en ce qui concerne la description du premier niveau octupolaire 3^- . Soulignons que les jeux de paramètres (a) et (b) donnent de meilleurs résultats que (c). La figure 32 représente les résultats des calculs théoriques comparés aux résultats expérimentaux obtenus pour ^{124}Te . Ici encore le jeu de paramètres (a) fournit le meilleur accord.

Remarque : Si l'on considère la séquence d'énergie de particules (c), le premier état $J, \pi = 3^-$ à deux quasi-particules correspond à un niveau de protons ($g \ 7/2, h \ 11/2$) ou ($d \ 5/2, h \ 11/2$). Les valeurs de ϵ_j sont données au §.II.1.1 :

$$\epsilon_{g \ 7/2} = \epsilon_{d \ 5/2} = 0,8 \quad \text{avec} \quad \lambda = 0,241 \quad \text{et} \quad \Delta = 0,504$$

L'énergie du niveau $E_{3^-}^{2QP}$ est donnée par la formule :

$$E_{3^-}^{2QP} = E_{g \ 7/2} + E_{h \ 11/2}$$



- Figure 32 -

Les énergies de quasi-particules étant définies par la formule (11), nous obtenons dans ce cas :

$$E_{3^-}^{2QP} (g \ 7/2, h \ 11/2) = 2,9 \text{ MeV}$$

Cette valeur ne dépend pas du nombre de neutrons.

Pour les séquences d'énergie de particules (a) et (b), le premier état $J, \pi = 3^-$ à deux quasi-particules correspond à un niveau de neutrons ($g \ 7/2, h \ 11/2$). L'énergie de cet état est donnée en fonction du nombre de masse A et comparée aux valeurs perturbées (cas b) ainsi qu'aux valeurs expérimentales dans le tableau XVI.

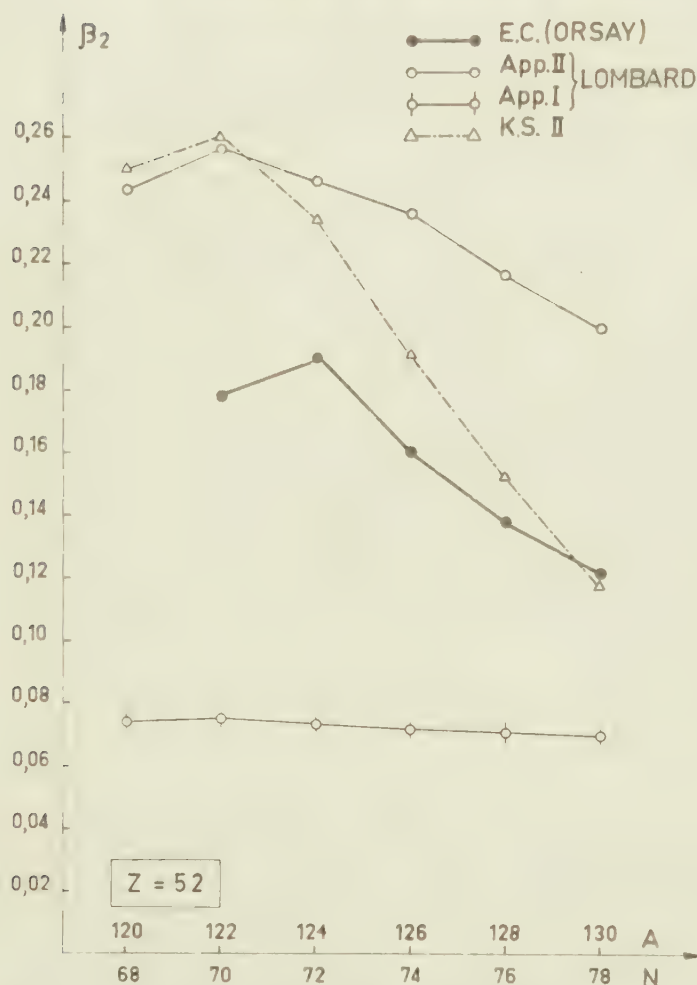
A	120	122	124	126	128	130
λ_n	1548	1740	1930	2120	2313	2507
Δ_n	1051	1032	992	928	835	706
$E_{3^-}^{2QP}$	2250	2300	2400	2500	2600	2750
E_{3^-} (perturbée) cas (b)	2000	2150	2290	2430	2580	2740
E_{3^-} expérim.	2083	2170	2294	2380	2440	2730

Tableau XVI : Dans ce tableau les énergies sont exprimées en keV, les valeurs des ϵ_j sont :

$$\epsilon_{g \ 7/2}^n = 1000 \text{ KeV}, \quad \epsilon_{h \ 11/2}^n = 1660 \text{ KeV}$$

Les valeurs des énergies à 2 quasi-particules perturbées et expérimentales, sont très voisines. L'énergie du premier niveau 3- est bien représentée par la configuration à 2QP (g 7/2, h 11/2)ⁿ dans le cas où le niveau h 11/2 est placé au milieu de la couche de valence N = 4.

II.1.4 - PROBABILITES DE TRANSITION $B(E2, 0+ \rightarrow 2+)$ ET $B(E3, 0+ \rightarrow 3-)$

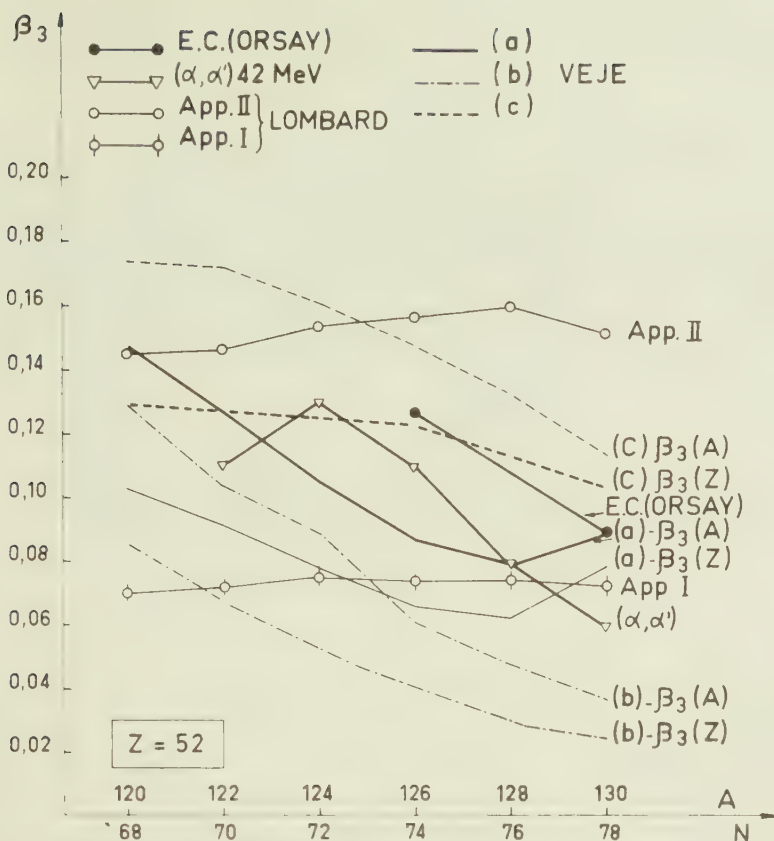


Niveau 2_1^+ : Sur la figure 33, les valeurs de B_2 obtenues expérimentalement dans ce travail sont comparées aux valeurs théoriques - {14} - {28}. La variation de B_2 en fonction du nombre de masse A est décrite correctement par les calculs de Lombard-Campi Benet - {14} - bien que les valeurs absolues soient assez éloignées des valeurs expérimentales. Les valeurs absolues obtenues par Kisslinger et Sorensen - {28} sont bonnes pour les isotopes de masse 128 et 130, mais leur évolution en fonction du nombre de masse est beaucoup trop rapide. Dans ces deux descriptions, le modèle microscopique utilisant la méthode des phases aléatoires donne une valeur de la probabilité de transition $B(E2, 0+ \rightarrow 2+)$ qui est systématiquement trop forte (excepté pour ^{130}Te et ^{126}Te). L'accord s'avère moins bon que celui obtenu pour l'énergie du premier niveau 2_1^+ .

- Figure 33 -

Niveau 3_1^- : Sur la figure 34, nous avons porté les valeurs de B_3 obtenues expérimentalement, elles sont comparées aux valeurs théoriques - {14} - {29}. Les calculs de Lombard et Campi-Benet donnent une variation de B_3 en fonction du nombre de masse qui est ici moins satisfaisante que dans le cas précédent. Dans la description effectuée par Veje, les résultats obtenus en utilisant la séquence de niveaux (b) représentent très bien la variation de B_3 en fonction du nombre de masse ; les valeurs obtenues sont cependant très éloignées des valeurs expérimentales.

Dans une description microscopique, le niveau octupolaire 3_1^- de caractère collectif peut résulter du mélange d'un très grand nombre de configurations ; d'une part celles faisant intervenir les particules du coeur d'étain ^{100}Sn , d'autre part celles faisant intervenir les particules en dehors du coeur. Dans les cas (a) ^{50}Sn (b), la séquence des niveaux de neutrons est d 5/2, g 7/2, h 11/2, s 1/2 et d 3/2 pour N = 4, et f 5/2, p 3/2, p 1/2, g 9/2 pour N=3. Le niveau 3_1^- résulte des configurations neutrons ou protons (d 5/2, h 11/2) et (g 7/2, h 11/2) dans la couche N = 4 et des configurations plus nombreuses neutrons ou protons (f 5/2, d 5/2),..., (p 3/2, d 5/2),..., (p 1/2, d 5/2),..., (g 9/2, h 11/2). Ces dernières sont obtenues en découplant une paire de particules dans la couche N = 3 et en extrayant du coeur l'une d'elles, elles ont de ce fait un poids statistique faible dans la fonction d'onde. Si nous supposons que les couches se remplissent successivement (G=0), les états d 5/2, g 7/2, h 11/2 sont remplis pour ^{128}Te . Les configurations pouvant conduire à un état collectif (3_1^-) ne peuvent provenir que du



- Figure 34 -

II.1.5 - AUTRES NIVEAUX POSSEDANT UNE PARITE NEGATIVE

Niveau 3- à 2694 KeV dans ^{124}Te : Nous avons vu que le modèle microscopique est capable de donner une bonne représentation de l'énergie de cet état (fig. 32, §.II.1.3.). De plus, comme il a déjà été observé, le mode de désexcitation de cet état permet de penser qu'il possède une nature collective analogue à celle du niveau 3- à 2294 KeV, (2ème partie, §-II.1.2.e et tableau VIII). Dans le tableau XVII, nous donnons les valeurs de $B(E3, 0+ \rightarrow 3-)$ proposée par Veje pour ces états.

Valeurs expérimentales			Valeurs théoriques Veje - {29}					
			cas (a)			cas (c)		
E(KeV)	J, π	B(E3)	E(KeV)	B(Z)	B(A)	E(KeV)	B(Z)	B(A)
2294	3_1^-	0,12	2240	0,042	0,077	2410	0,11	0,18
2694	3_2^-		2580	0,048	0,065	3120	0,0005	0,018

Tableau XVII - Valeurs expérimentales et théoriques des énergies et des probabilités de transition $B(E3, 0+ \rightarrow 3-)$, du premier et deuxième niveau 3- dans le ^{124}Te . Les probabilités réduites de transition sont données en $(e^2 \cdot 10^{-72} \cdot \text{cm}^6)$.

coeur. Mais là encore, le nombre de possibilités est limité ; dans ce cas, les neutrons dans les états p 1/2 et g 9/2 ne peuvent donner lieu à aucune contribution, contrairement au cas des protons où un plus grand nombre de couches peuvent être retenues. De ce fait, bien que la force de pairing atténue cet effet, les valeurs des probabilités réduites de transition $B(E3, 0+ \rightarrow 3-)$ vont diminuer rapidement en fonction du nombre de masse (à partir de la masse 126). C'est ce phénomène que l'on observe expérimentalement et qui est bien décrit par Veje en prenant les séquences de niveaux (a) et (b) (fig. 34).

Les calculs théoriques prévoient une nature identique pour les niveaux 3_1^- et 3_2^- dans le cas où la séquence de niveaux (a) est utilisée. Ici encore, celle-ci rend bien compte des phénomènes expérimentaux observés ; il n'en est pas de même pour la séquence de niveaux (c).

Autres niveaux : Les autres niveaux possédant une parité négative sont également dus à la présence de la couche h 11/2 protons ou neutrons dans la couche de valence $N = 4$; à notre connaissance, il n'existe pour le moment aucune interprétation théorique de ces niveaux. Sur la fig. 35, nous avons porté les niveaux de parité négative nourris dans la désintégration de $^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ et $^{124}\text{Sb} \rightarrow ^{124}\text{Te}$. L'état de 2500 KeV figurant en pointillé a été observé par réactions nucléaires - {3} - {4} . Dans le présent travail, nous observons pour la première fois les transitions ci-dessous entre les états de parité négative et le niveau de 2294 KeV (3-) :

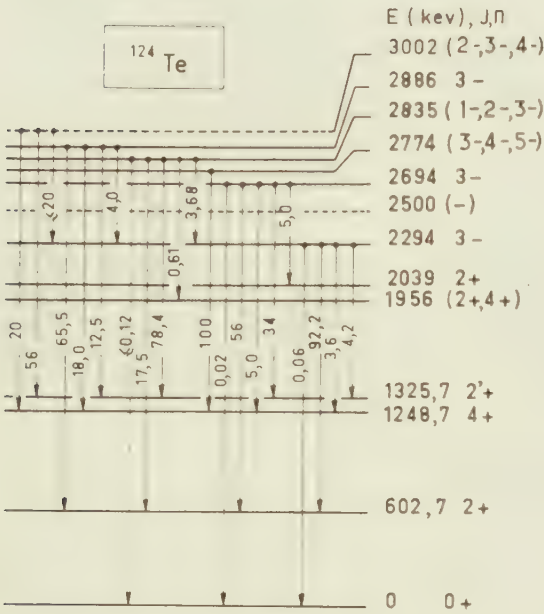


Figure 35 - Niveaux de parité négative observés dans le ^{124}Te . Dans cette figure, la somme des intensités des transitions qui désexcitent un niveau est choisie égale à 100.

Etat initial; J, π (KeV)	$\rightarrow$	Etat final; J, π (KeV)	Transition (KeV)	I %
3.002 (2 ⁻ , 3 ⁻ , 4 ⁻)	$\rightarrow$	2294 (3 ⁻)	708,1	≤ 1
2.886 (3 ⁻)	$\rightarrow$	2294 (3 ⁻)	591,7	$\sim 0,7$
2.835 (1 ⁻ , 2 ⁻ , 3 ⁻)	$\rightarrow$	2294 (3 ⁻)	541,0	2,4

x

x x

De cette étude on peut conclure que les valeurs des $B(E3)$ sont très sensibles à la position de la couche (h 11/2), de même qu'à l'intensité de la force de pairing. Il semble que cette couche se place différemment dans les isotopes du tellure (cas (a) et (b)) et dans les isotopes de l'étain (c)).

II.2 - NIVEAUX DE BASSE ENERGIE ($E \leq 2$ MeV) ET POSSEDANT UNE PARITE POSITIVE

II.2.1 - CALCULS THEORIQUES ET PARAMETRES UTILISES

Une première tentative - que nous appellerons par la suite "calculs I" - a été entreprise en 1967 par G.G. Alaga, F. Krmpotic et V. Lopac. Ces calculs préliminaires étaient effectués afin d'interpréter les premiers résultats que nous avons obtenus dans les isotopes du TELLURE de masse 122 et 124 ; ils devaient également rendre compte des premières mesures de moment quadrupolaire qui avaient été réalisées par P.H. Stelson ainsi que par R.G. Stockstad et I. Hall, dans les isotopes 122, 126 et 128 du TELLURE. Les valeurs des paramètres utilisées dans ce cas étaient les suivantes :

Energies de particules :	j_p	$g_{7/2}$	$d_{5/2}$	$h_{11/2}$
	$\epsilon_{j_p}(\text{MeV})$	0	0,75	1,84

Energie d'un phonon : $\hbar\omega_2 = 1,0$ MeV

Force d'interaction coeur-particules $a = 0,5$ MeV

Charge effective des protons : $e_{\text{eff}}^p = 2e_p$

Charge effective de coeur : $e_{\text{eff}}^n = x$, ajustable

Facteurs gyromagnétiques : $g_R = 0$, $g_1 = 1$, $g_{\text{eff}}^s = 0,7g_s = 3,91$.

Cette description, comme nous le verrons par la suite, donne une interprétation acceptable des niveaux de parité positive, cependant elle appelle immédiatement de nombreuses critiques, la principale d'entre elles étant l'utilisation d'une charge effective négative du coeur. L'utilisation de cette charge négative est nécessaire dans ces calculs pour donner une bonne valeur en grandeur et en signe du moment quadrupolaire du premier niveau $2+$. Ces travaux ont été repris récemment ("calculs II") par V. Lopac avec une extension de l'espace de configuration (inclusion des états protons $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$) ; l'énergie du premier phonon a été choisie égale à celle du premier niveau $2+$ du coeur d'étain correspondant $\hbar\omega_2 = E_{2+}(\text{Sn}) \approx 1,2$ MeV. V. Lopac utilise des paramètres dont les valeurs ont été testées sur les isotopes de masse impaire de l'antimoine, ce qui donne de bons résultats en ce qui concerne les valeurs des facteurs spectroscopiques observés par réactions nucléaires -{104}. Dans ces conditions, en utilisant une charge effective du coeur positive, $e_{\text{eff}}^n = 2,5 e_p$, il est possible de donner une description très acceptable du moment quadrupolaire Q_{2+}^{eff} du niveau $2+$ dans le ^{126}Te :

$$Q_{2+}(\text{théorie}) = -0,151 \text{ barn} ; Q_{2+}(\text{expérimental}) = -0,33 \pm 0,17 \text{ barn} \quad -\{11\} -$$

Ces travaux - "calculs II" - dont nous utilisons ici les premiers résultats sont actuellement en cours dans notre laboratoire.

II.2.2 - NIVEAUX $2^+, 4_1^+, 0^+$ CORRESPONDANT AU MULTIPLET DU DEUXIEME PHONON

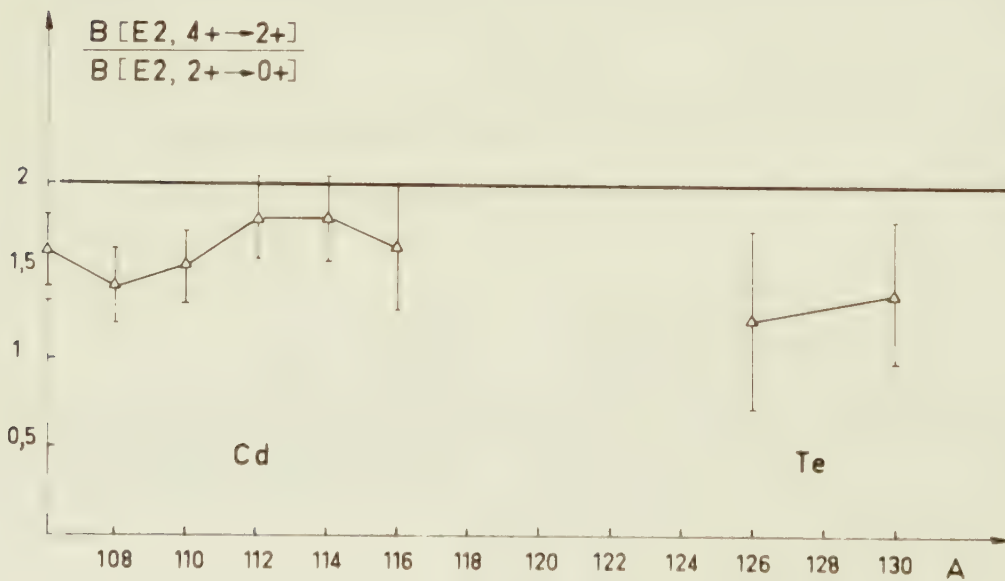
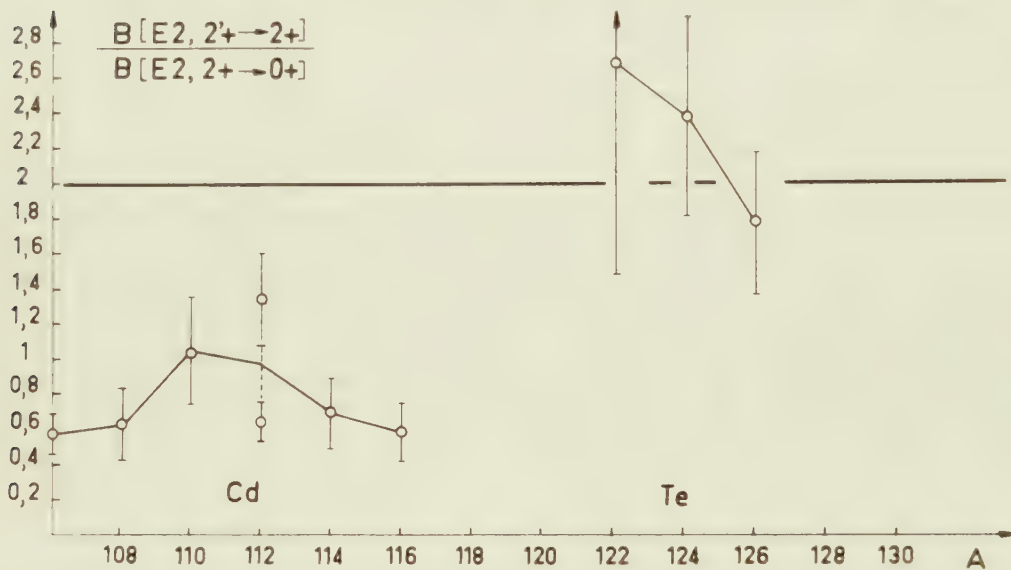
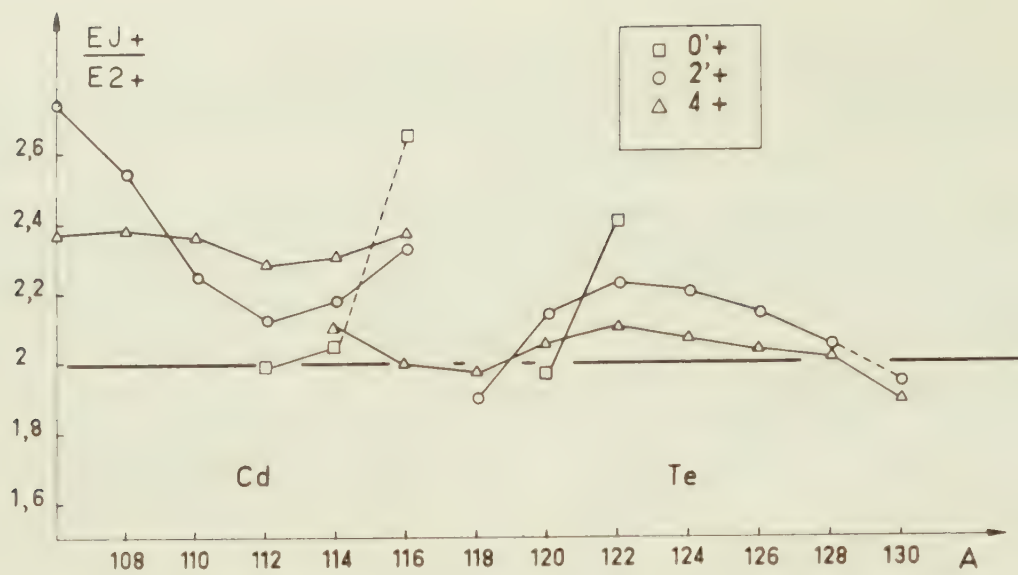
La figure 36 rassemble, pour les isotopes du cadmium et du tellure, les valeurs des rapports :

$$\frac{E_{2^+}}{E_{2^+}}, \frac{E_{4^+}}{E_{2^+}}, \frac{E_{0^+}}{E_{2^+}}, \frac{B(E2, 2^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)} \quad \text{et} \quad \frac{B(E2, 4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)}$$

en fonction du nombre de masse A. De cette systématique, on peut déduire l'ensemble des propriétés suivantes :

a) Pour ces deux éléments, les valeurs des rapports :

$$\frac{E_{2^+}}{E_{2^+}}, \frac{E_{4^+}}{E_{2^+}}, \frac{E_{0^+}}{E_{2^+}}$$



- Figure 36 -

sont toujours voisines de la valeur 2, prévue par le modèle "vibrationnel"; expérimentalement ces rapports sont en moyenne plus voisins de la valeur 2 dans les isotopes du tellure que dans les cadmiums.

- b) Dans ces deux éléments, le niveau $4+$ possède toujours la variation la plus monotone en fonction du nombre de masse :

$$\frac{E_{4+}}{E_{2+}} (Z=48) = 2,3 \pm 0,1 ; \quad \frac{E_{4+}}{E_{2+}} (Z=52) = 2 \pm 0,1$$

- c) Le rapport : $\frac{B(E2, 2' \rightarrow 2+)}{B(E2, 2+ \rightarrow 0+)}$ compatible, pour $Z=52$ avec la valeur 2 compte-tenu des erreurs expérimentales, en diffère, par contre, pour les isotopes du cadmium.

- d) Le rapport :

$$\frac{B(E2, 4+ \rightarrow 2+)}{B(E2, 2+ \rightarrow 0+)}$$

pour $Z=52$ est assez éloigné de la valeur théorique 2. Pour $A=126$, il est égal à $1,25 \pm 0,5$ [11], et au cours du présent travail, nous avons obtenu la valeur $1,40 \pm 0,40$ pour $A=130$. Pour les isotopes du cadmium, ce rapport varie entre 1,25 et 1,75 et dans les limites des barres d'erreur, il est compatible avec 2 pour $A = 112, 114, 116$.

- e) Les déformations observées dans les isotopes du tellure sont en moyenne plus faibles que celles observées dans les cadmiums (fig. 33 et référence [10]). Pour ces deux corps les valeurs expérimentales de β_2 sont les suivantes :

$$\beta_2 \geq 0,18 \quad \text{pour } Z = 48$$

$$\beta_2 \leq 0,18 \quad \text{pour } Z = 52$$

excepté pour ^{124}Te :

$$\beta_2 = 0,19.$$

De l'ensemble de ces propriétés, il ressort que les isotopes du tellure présentent un caractère "vibrationnel" plus prononcé que les isotopes du cadmium.

Dans les tableaux XIX et XX, nous avons porté les valeurs théoriques et expérimentales des probabilités réduites de transition observées dans les isotopes du tellure de masse : 124 et 126. Les résultats théoriques proposés proviennent des calculs préliminaires effectués en 1967 par G.G. Alaga, F. Krmpotic et V. Lopac - "calculs I" -. Le modèle d'Alaga ne tient pas compte des configurations neutrons hors du coeur, de ce fait, les valeurs déduites des calculs théoriques varient de façon monotone d'un isotope à l'autre, sur le plan expérimental, on constate également une variation monotone des caractéristiques du TELLURE. Ces deux considérations permettent de comparer les propriétés du ^{130}Te aux calculs effectués pour ^{128}Te (tableaux XIX et XX).

Niveau $2'+$: Dans le cas des "calculs I" et pour le ^{124}Te et le ^{130}Te , nous remarquons que les caractéristiques théoriques du niveau 2_3^+ correspondent très bien aux valeurs expérimentales obtenues pour les niveaux $2'+$ de 1325,7 KeV ($A = 124$) et 1422 KeV ($A = 126$). Par contre les caractéristiques théoriques du niveau 2_2 ne correspondent pas à celles du niveau $2'+$, (tableaux XIX et XX ainsi que fig. 37).

Si dans la description théorique on limite l'espace de configuration aux termes collectifs à deux phonons quadrupolaires et aux états : $(g \ 7/2)_j^2$, $(g \ 7/2, d \ 5/2)_j$ et $(d \ 5/2)_j^2$, on peut trouver entre 1 et 2 MeV, plusieurs niveaux $2+$ de caractère différent. En utilisant les notations déjà définies $|j_1, j_2, j, N, R, J\rangle$ (§.I.2.2), les principales configurations de leur fonction d'onde peuvent s'écrire :

$$|g \ 7/2, g \ 7/2, 2, 0, 0, 2\rangle, \quad |g \ 7/2, g \ 7/2, j, 1, 2, 2\rangle \\ |g \ 7/2, g \ 7/2, j, 2, \frac{0}{2}, 2\rangle, \quad \text{et } |g \ 7/2, d \ 5/2, 2, 0, 0, 2\rangle.$$

Valeurs théoriques (calculs I) (G.G. Alaga, F. Krmpotic et V. Lopac)					Valeurs expérimentales			
A	Transition	B(E2) e ² .10 ⁻⁴⁸ cm ⁴	B(M1) ($\frac{e\hbar}{2Mc}$) ²		B(E2) e ² .10 ⁻⁴⁸ cm ⁴	B(M1) ($\frac{e\hbar}{2Mc}$) ²	Transition KeV,J, π KeV,J, π	A
128	2 ₁ → 0 ₁	0,078			0,060		840(2+) → 0,0+	130
	2 ₂ → 0 ₁	0,007			0,006 _≤ B <0,008		1760(2+) → 0,0+	
					0,005 _≤ B <0,007		1880(2+) → 0,0+	
	2 ₃ → 0 ₁	0,001						
	2 ₂ → 2 ₁	0,026	0,086					
	2 ₃ → 2 ₁	0,108	0,009					
	4 ₁ → 2 ₁	0,084		}	0,084		1590(4+) → 840(2+)	
	4 ₂ → 2 ₁	0,083						
126	2 ₁ → 0 ₁	0,097			0,102		667(2+) → 0,0+	126
	2 ₂ → 0 ₁	0,008						
	2 ₃ → 0 ₁	0,001			0,0008		1422(2'+)→ 0,0+	
	2 ₂ → 2 ₁	0,032	0,086					
	2 ₃ → 2 ₁	0,130	0,009		0,170	0,0007	1422(2'+) →667(2+)	
	4 ₁ → 2 ₁	0,108		}	0,130*		1360(4+) →667(2+)	
	4 ₂ → 2 ₁	0,101						
124	2 ₁ → 0 ₁	0,113			0,142		602,7(2+)→0,0+	124
	2 ₂ → 0 ₁	0,008			0,0033		1325,7(2'+)→0,0+	
	2 ₃ → 0 ₁	0,001						
	2 ₂ → 2 ₁	0,070	0,086		0,340	0,0094	1325,7(2'+)→602,7(2+)	
	2 ₃ → 2 ₁	0,201	0,009					
	2 ₃ → 2 ₂	0,004	0,042					
	4 ₁ → 2 ₂	0,126					1248,7(4+)→602,7(2+)	
	2 ₂ → 4 ₁	0,013						
	4 ₂ → 2 ₁	0,113						

Tableaux XIX et XX - Valeurs expérimentales et théoriques - {10} - {11} - {13} - {15} - {104} - des probabilités réduites de transition. Les B(E2) sont en unité ($e^2 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$), les B(M1) sont en unité : $(\frac{e\hbar}{2Mc})^2$.

Le paramètre a est défini de la manière suivante : $a = \langle k \rangle (\frac{e\hbar}{8\pi C_2})^{1/2}$,
 K et M_ω sont définis dans les références -{15} et {104}, C_2 est l'intensité de la force de rappel dans le modèle collectif décrivant les vibrations harmoniques du coeur. La charge effective des protons est prise égale à $e_{\text{eff}}^p = 2e_p$. Celle du coeur $e^n = x$ est ajustée pour obtenir une bonne valeur de la probabilité réduite de transition pour le premier niveau (2+), ainsi qu'une valeur correcte du moment quadropolaire de ce niveau.

*Le B(E2) expérimental relatif à cette transition est celui donné, référence -{11}.

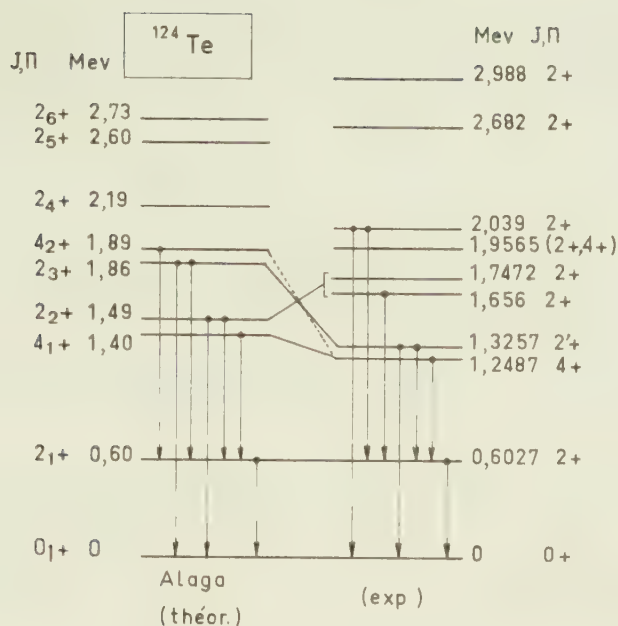


Figure 37 - Niveaux (2_+) et premiers niveaux (4_+) du ^{124}Te . Les valeurs des probabilités réduites des transitions figurant sur ce schéma sont données dans le tableau XIX et discutées dans le texte. Les résultats théoriques correspondent aux "calculs I".

Pour une valeur nulle de la force d'interaction coeur-particules ($a=K=0$), la dégénérescence entre les niveaux du coeur et les niveaux de particules n'est pas levée et la correspondance par continuité entre les niveaux est la suivante :

Niveaux pour $a=\langle K \rangle$ $\times \left(\frac{\hbar\omega}{8\pi C_2} \right)^{1/2} \neq 0$	Niveaux pour $a=\langle K \rangle = 0$
2_1	$ g \ 7/2, g \ 7/2, j, 1, 2, 2\rangle$ niveau collectif
2_2	$ g \ 7/2, g \ 7/2, 2, 0, 0, 2\rangle$ niveau de particules
2_3	$ g \ 7/2, g \ 7/2, j, 2, 2, 2\rangle$ niveau collectif
2_4	$ g \ 7/2, d \ 5/2, 2, 0, 0, 2\rangle$ niveau de particules

En admettant que la théorie conduise à une fausse inversion du caractère des niveaux, les niveaux de 1325,7 KeV (2_+^+) pour $A = 124$ et 1422 KeV (2_+^+) pour $A = 126$ proviendraient ainsi du niveau collectif du "deuxième phonon".

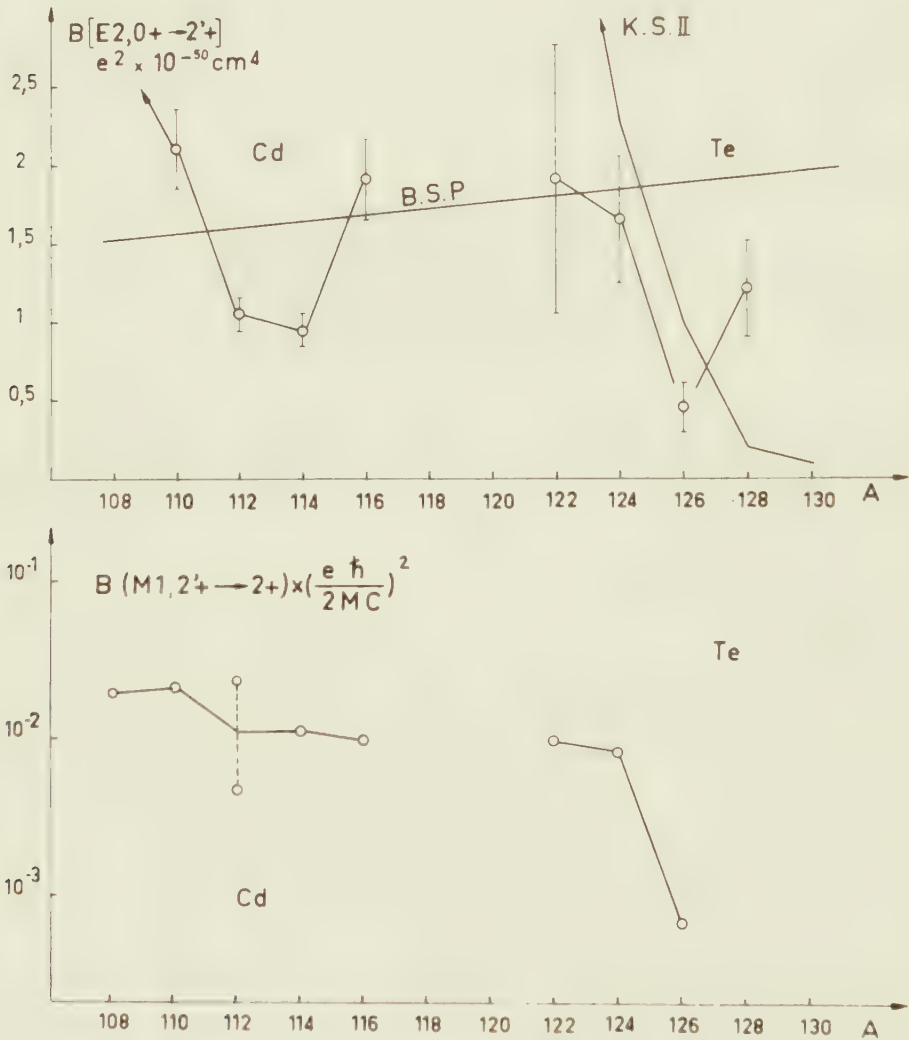
Les "calculs II" (tableau XXI) ne produisent pas cette fausse inversion du caractère des niveaux et la séquence en énergie obtenue est très satisfaisante. Par contre, la valeur de $B(E2, 2' \rightarrow 0+)$ déduite des calculs ne représente pas la réalité expérimentale observée. La valeur de cette probabilité de transition est liée à l'importance relative des configurations de particules et des configurations collectives de cet état ; le pourcentage de configuration collective à "un phonon" : $|g \ 7/2, g \ 7/2, j, 1, 2, 2\rangle$ joue un rôle prépondérant.

Ce modèle permet de calculer la probabilité de transition $B(M1, 2' \rightarrow 2+)$. Dans ce cas, les éléments de matrice qui interviennent sont du type :

$$\langle g \ 7/2, g \ 7/2, 2, 0, 0, 2 | \mathcal{M}_0(M1) | g \ 7/2, d \ 5/2, 2, 0, 0, 2 \rangle$$

Les valeurs trouvées s'accordent avec les valeurs observées expérimentalement. Cette valeur est beaucoup plus faible que la valeur de $B_{s.p.}$:

$$\frac{B(M1)_{exp.}}{B_{s.p.}} \approx 3 \cdot 10^{-3}.$$



- Figure 38 -

Ce phénomène est provoqué par une interdiction en 1, $\Delta l = 2$.

Remarque : Nous avons porté sur la fig. 38 les valeurs des probabilités de transition $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ et $B(M1, 2^+ \rightarrow 2^+)$ observées expérimentalement dans les isotopes du cadmium et du tellure. Pour ces deux corps, ces valeurs sont du même ordre de grandeur. Nous avons porté également sur cette figure les valeurs de $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ proposées par Kisslinger et Sorensen en utilisant les charges effectives suivantes :

$$e_{\text{eff.}}^p = 2e_p \quad \text{et} \quad e_{\text{eff.}}^n = e_p \quad \text{---(28)---}$$

L'accord est excellent pour les isotopes 124, 126 et 128 du TELLURE, il faut le comparer à celui obtenu entre les valeurs théoriques et expérimentales de $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ (fig. 33). Dans les deux cas, cette théorie propose des valeurs convenables pour les isotopes du tellure de masse élevée.

Niveau 4_1^+ : Les états 4^+ peuvent résulter du mélange des configurations suivantes :

$$|g \ 7/2, g 7/2, 4, 0, 0, 4 \rangle, \quad |g \ 7/2, g \ 7/2, j, 2, 2, 4 \rangle \quad \text{et} \quad |g \ 7/2, d \ 5/2, 4, 0, 0, 4 \rangle.$$

Dans les "calculs I", nous pouvons identifier l'état de 1248,7 KeV (4^+) pour $A = 124$ et de 1360 KeV (4^+) pour $A = 126$ soit au niveau (4_1^+), soit au niveau (4_2^+), (fig. 37, tableaux XIX et XX). Le modèle vibrationnel donne la relation :

$$B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = B(E2, 2^+ \rightarrow 2_1^+) = 2B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+).$$

Dans cette description coeur-particules (calculs I), on obtient approximativement la relation :

$2B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) \approx 2B(E2, 4_2^+ \rightarrow 2_1^+) \approx B(E2, 2^+ \rightarrow 2_1^+) \approx 2B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ qui est de même vérifiée expérimentalement pour les niveaux (4_1^+), (2^+), (2_1^+). Ceci permet de penser que l'interaction de surface coeur-particules redistribue l'interaction quadrupolaire du coeur également entre les niveaux (4_1^+) et (4_2^+). Ce qui est le cas dans la théorie d'Alaga.

Dans les "calculs II" (tableau XXI), on identifie sans ambiguïté le niveau à 1486 KeV (4_1^+) proposé par ces calculs à l'état à 1360 KeV (4^+) observé expérimentalement. Cependant la valeur proposée de $B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 0,182$ est nettement supérieure à la valeur expérimentale, comme dans le cas du niveau 2_1^+ . On constate ici que dans cette description la valeur de l'anharmonicité découlant de l'interaction coeur-particules n'est pas assez importante pour reproduire les phénomènes observés expérimentalement.

Valeurs théoriques - Calculs II (V. Lopac)				Valeurs expérimentales			
Etat initial KeV J, π	Etat final KeV J, π	B(E2) $e^2 \cdot 10^{-48}$ cm^4	B(M1) $(\frac{eh}{2Mc})^2$	B(E2) $e^2 \cdot 10^{-48}$ cm^4	B(M1) $(\frac{eh}{2Mc})^2$	Etat initial KeV J, π	Etat final KeV J, π
712(2_1^+)	$\rightarrow$ 0, 0_1^+	0,102		0,102		667 (2^+)	$\rightarrow$ 0, 0^+
1529(2_2^+)	$\rightarrow$ 0, 0_1^+	0,0000		0,0008		1422 (2^+)	$\rightarrow$ 0, 0^+
1931(2_3^+)	$\rightarrow$ 0, 0_1^+	0,0004					
1629(0_2^+)	$\rightarrow$ 712(2_1^+)	0,136					
1529(2_2^+)	$\rightarrow$ 712(2_1^+)	0,174	0,0003	0,170	0,0007	1422 (2^+)	$\rightarrow$ 667(2^+)
1931(2_3^+)	$\rightarrow$ 712(2_1^+)	0,002	0,035				
1486(4_1^+)	$\rightarrow$ 712(2_1^+)	0,182		0,130*		1360(4_1^+)	$\rightarrow$ 667(2^+)
2050(4_2^+)	$\rightarrow$ 712(2_1^+)	0,006					
1968(6_1^+)	$\rightarrow$ 1486(4_1^+)	0,052				1774* (6_1^+)	$\rightarrow$ 1360(4_1^+)
2551(6_2^+)	$\rightarrow$ 1486(4_1^+)	0,001					
2795(8_1^+)	$\rightarrow$ 1968(6_1^+)	0,135					

Tableau XXI - Valeurs expérimentales et théoriques des énergies et des états excités et des probabilités réduites de transitions $B(E2)$ et $B(M1)$ dans l'isotope du tellure de masse 126. Les valeurs marquées d'une astérisque sont celles données dans les références (7) et (11) .

Niveau 0'+ : L'état 0'+ est connu avec certitude pour deux isotopes du tellure ; il est observé à une énergie de 1103,1 KeV dans ^{120}Te et 1357,5 KeV dans ^{122}Te . Divers auteurs proposent, dans un travail récent, - {39} , une énergie de 1656,5 KeV pour l'état 0'+ dans le tellure 124, cette attribution ne nous paraît pas suffisamment fondée, ceci pour deux raisons :

a) dans ce travail - {39} - les auteurs observent le niveau 0'+ dans la désintégration de ^{124}Sb : $^{124}\text{Sb}(3-) \rightarrow ^{124}\text{Te} \text{ } 1656,5 \text{ KeV}(0'+)$; $\log ft \geq 13,8$; le $\log ft$ d'une transition de ce type ($\Delta J = 3$ avec changement de parité) est de l'ordre de 18 et de ce fait cette transition n'est pas observable.

b) Par réaction (n,γ) sur le tellure 123 - {9} , il a été observé un état excité à $1655,7 \pm 0,2 \text{ KeV}$ et le spin et la parité proposés est $J,\pi = 2+$.

Pour ces deux raisons, la valeur $J,\pi = 2+$ pour le moment angulaire total et la parité de ce niveau semble pour l'instant plus probable que la valeur $J,\pi = 0'+$.

De même, le niveau 0+ à 2054 KeV dans ^{126}Te , figurant dans les tables -{76} , ne peut être considéré ainsi qu'il a été supposé, comme un état faisant parti du multiplet du deuxième phonon, -{65} ; en effet Pramila, Middleton, Tamura et Satchler ont observé ce niveau par diffusion inélastique (p,p') avec $E_p = 12 \text{ MeV}$, -{1} ; en utilisant la méthode des voies couplées, ils interprètent cet état comme le niveau 0+ correspondant au multiplet du troisième phonon.

Sur la figure 36, on peut remarquer que le rapport $\frac{E_{0'+}}{E_{2+}}$ varie rapidement, aussi bien dans les isotopes du tellure que dans ceux du cadmium. Pour ^{122}Te et ^{112}Cd , le niveau 0'+ a une énergie supérieure aux états 4_1+ et 2_1+ , pour ^{120}Te et 114 et ^{112}Cd , il possède une énergie inférieure. Ce phénomène peut être lié à un changement de la forme du noyau, qui passerait d'une forme prolata à une forme oblate. Les calculs de Arseniev, Sobiczewski et Soloviev prévoient un tel changement de forme dans les tellure {33} . C'est un phénomène analogue qui est observé dans les isotopes de l'osmium, et bien décrit par les calculs de Kumar et Baranger -{32}.

II.2.3 - NIVEAUX POUVANT CORRESPONDRE AU MULTIPLIET DU TROISIEME PHONON

Dans les isotopes du tellure, un certain nombre d'états excités présentent des caractéristiques semblables à celles des niveaux du multiplet du troisième phonon. Pour ces états, nous avons porté le rapport $\frac{E_{J+}}{E_{2+}}$ en fonction du nombre de masse A sur la fig. 39. La valeur de ce rapport, dans la plupart des cas, est très voisine de celle prévue par le modèle vibrationnel : 3.

Niveau 6+ : Un niveau 6+ a été observé dans les isotopes du tellure par J. Vanhorenbeeck en 1962, qui a établi l'existence d'un état excité à 1751 KeV (6+) dans la désintégration de $^{124}\text{Sb}(5+) \xrightarrow{\beta^- ; 93 \text{ s}} ^{124}\text{Te} - \{68\}$. Dans le présent travail, nous avons pu montrer l'existence d'un niveau 6+ à 1776,2 KeV dans la désintégration de :

$^{120m}\text{I} (\geq 6) \xrightarrow{\beta^+ ; \text{C.E.} ; 40 \text{ mn}} ^{120}\text{Te}$,
et à 1818,7 KeV dans la désintégration de :

$^{118m}\text{I} (\geq 6) \xrightarrow{\beta^+ ; \text{C.E.} ; 8 \text{ mn}} ^{118}\text{Te}$.

Depuis, ces niveaux ont été systématiquement observés par réaction nucléaire $(\alpha,xn) - \{7\}$ de A = 114 à A = 126, (fig. 39).

V. Lopac prévoit une valeur convenable pour l'énergie de ce niveau dans le tellure 126 (calculs II, tableau XXI) :

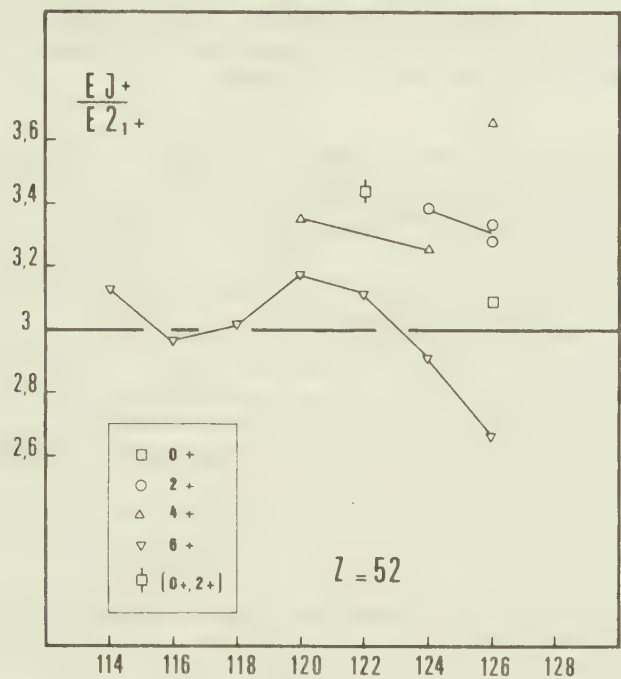
$$E_{6_1+} (\text{théorie}) = 1968 \text{ KeV}$$

$$E_{6_1+} (\text{expérimental}) = 1774 \text{ KeV.}$$

Ce modèle prévoit également une valeur de la probabilité de transition :

$$B(E2, 6_1+ \rightarrow 4_1+) = 0,052 \text{ e}^2 \cdot 10^{-48} \cdot \text{cm}^4.$$

Sur le plan expérimental, ce niveau est observé par réaction (α, xn) dans les isotopes du baryum, du xénon et du tellure ; on peut raisonnablement penser qu'il possède un caractère collectif, en accord avec les prévisions théoriques.



- Figure 39 -

Autres niveaux : Les autres niveaux (fig. 39) pouvant correspondre au multiplet du troisième phonon possèdent une valeur du moment angulaire total $0+$, $2+$ ou $4+$. Dans le ^{126}Te , comme nous l'avons déjà dit, ils ont été observés par diffusion inélastique (p, p') et interprétés par la méthode des voies couplées - $\{1\}$. Les autres niveaux (pour $A=120$, 122 et 124) ont été mis en évidence dans le présent travail ; tous ces niveaux se désexcitent à plus de 50 % vers les niveaux $2'+$ et $4'+$ du deuxième phonon, et de ce fait, présentent certaines caractéristiques (énergie, mode de désexcitation) des niveaux correspondant au multiplet du troisième phonon. En outre, pour l'un de ces états (2039 KeV ($2+$) pour ^{124}Te), la faible valeur expérimentale de la composante dipolaire magnétique : $\delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right) > 5$, pour la transition 2039 KeV ($2+$) $\rightarrow$ 1325,7 KeV ($2'+$), permet de penser qu'il s'agit d'une transition entre deux niveaux collectifs de nature quadrupolaire.

II.2.4 - NIVEAU $8+$

Au cours de ce travail, nous n'avons pas observé de tels niveaux, toutefois, il paraît utile de rappeler ici que les niveaux $8+$ ont été mis en évidence dans les isotopes du tellure de masse 114, 116 et 118 par réaction (α, xn) - $\{7\}$. Dans le tableau ci-dessous, nous donnons les caractéristiques de ces niveaux. Dans ce cas, la valeur du rapport

$\frac{E_{8+}}{E_{2+}}$ est très voisine de la valeur 4.

A	114	116	118
E_{8+} KeV	3089,3	2773,2	2574,1
$\frac{E_{8+}}{E_{2+}}$	4,35	4,07	4,24

II.2.5 - NIVEAUX DE BASSE ENERGIE NE PRESENTANT PAS UN CARACTERE VIBRATIONNEL

On peut trouver dans les isotopes du tellure des niveaux ne présentant pas un caractère vibrationnel. Ces niveaux possèdent une énergie comprise entre 2 et 3 fois celle du premier niveau $2+$; ils se désexcitent préférentiellement vers le niveau fondamental et le premier niveau $2+$. Les niveaux de ce type sont les suivants :

^{120}Te : 1535,2 KeV ($1+,2+$)

^{122}Te : 1752,4 KeV ($2+$)

^{124}Te : 1655,7 KeV ($2+$)
 1736,5 KeV ($1+,2+$) - {9} -
 1747,2 KeV ($2+$) - {9} -

^{130}Te : 1760 KeV ($2+$) ; 1880 KeV ($2+$)

Dans la description d'Alaga ces niveaux $2+$ peuvent s'interpréter comme étant dus essentiellement aux configurations suivantes :

$|g\ 7/2, g\ 7/2, 2,0,0,2 >$ et $|g\ 7/2, d\ 5/2, 2,0,0,2 >$

Dans le tableau XX (calculs I) nous comparons les valeurs expérimentales obtenues dans l'isotope 130 aux valeurs théoriques relatives à l'isotope 128. Dans ce cas, nous observons que les probabilités de transition $B(E2, 1760\text{ KeV} \rightarrow 0+)$ et $B(E2, 1180\text{ KeV} \rightarrow 0+)$ sont en bon accord avec la valeur obtenue théoriquement pour le niveau (2_2+).

Une autre caractéristique de ces états de "particules" réside dans leur très forte valeur de la probabilité de transition dipolaire magnétique $B(M1, 2_2+ \rightarrow 2_1+)$. Cette caractéristique prévue théoriquement par Alaga est difficile à mettre en évidence expérimentalement, ces niveaux étant toujours très faiblement nourris, quel que soit le processus utilisé pour les atteindre.

CONCLUSION

L'analyse de l'ensemble des résultats présentés dans ce travail montre que le modèle microscopique décrit d'une manière satisfaisante les propriétés des premiers niveaux 2^+ et 3^- . Il apparaît que les valeurs de l'énergie E_{3^-} et de la probabilité de transition $B(E3; 0^+ \rightarrow 3^-)$ sont très sensibles à la position de l'état du modèle des couches $h\ 11/2$ qui constitue l'un des paramètres introduits dans le calcul. Il semble que l'énergie de cet état, $\epsilon\ h\ 11/2$ diffère pour les isotopes d'étain et de tellure. Le modèle semi-microscopique permet d'interpréter qualitativement un certain nombre de niveaux 2^+ , 4^+ , 6^+ . Il prévoit des valeurs correctes pour la plupart des probabilités de transitions $E2$ et $M1$ et pour les moments quadrupolaires qui sont actuellement connus expérimentalement. Cependant, il semble qu'avec les valeurs des paramètres utilisées, l'importance de l'anharmonicité découlant de l'interaction coeur-particules n'est pas assez importante pour reproduire tous les phénomènes observés expérimentalement, en particulier la valeur de l'intensité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$.

On peut tenter d'expliquer qualitativement l'ensemble des propriétés expérimentales obtenues pour les noyaux de masse comprise entre 118 et 126 en utilisant le formalisme développé récemment par M. Baranger et K. Kumar. L'hypothèse que ces isotopes du tellure se présentent comme des noyaux déformables, possédant une faible déformation statique permanente (ce qui correspond à un potentiel $V(\beta)$ quasi-parabolique) permet une explication séduisante des faits suivants :

- l'énergie du premier niveau 2^+ fortement abaissée lorsqu'on ajoute 2 protons à un coeur d'étain, cet abaissement peut s'expliquer par un élargissement du potentiel parabolique.
- les valeurs relativement faibles de la déformation statique déduites des probabilités réduites de transition $B(E2)$, ainsi que celles du moment quadrupolaire du premier niveau 2^+ .
- la variation de l'énergie du niveau 0^+ en fonction du nombre de masse.
- l'existence d'une bande quasi-rotationnelle 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ , et la variation très faible en fonction du nombre de masse des rapports :

$$\frac{E_{4^+}}{E_{2^+}} \quad , \quad \frac{E_{6^+}}{E_{2^+}} \quad , \quad \frac{E_{8^+}}{E_{2^+}} \quad .$$

- la valeur du rapport :

$\frac{B(E2, 4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)}$; plus proche de celle proposée par le modèle rotationnel que de celle du modèle à phonons.

- la très bonne description de ces noyaux qui est donnée par le modèle semi-microscopique développé par G. Alaga et V. Lopac, et l'excellente comparaison quantitative que l'on peut effectuer dans ces noyaux entre l'expérience et la théorie jusqu'à une énergie de 2 MeV, énergie pour laquelle les configurations neutrons à deux quasi-particules peuvent être négligées.

L'étude des isotopes du tellure très déficients en neutrons ($A=112$ à 118) par des méthodes de spectroscopie sur faisceau, la mesure du moment quadrupolaire dans le ^{120}Te , ainsi que la recherche systématique des états 0^+ dans ces noyaux devraient permettre de consolider cette hypothèse.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 - Makofske (W.), Savin (W.), Ogata (H.) et Kruse (T.H.)
Phys. Rev., 1968, 174 (4), 1429.

Pramila (G.C.), Middleton (R.), Tamura (T.), Satchler (G.R.)
Nuclear Phys., 1965, 61, 448.
- 2 - Léonard (R.F.), Steward (W.M.), Baron (N.)
Phys. Rev., 1967, 162 (4), 1125.
- 3 - Kim (Y.S.) et Cohen (B.L.)
Phys. Rev., 1966, 142 (3), 788.
- 4 - Jolly (R.K.)
Phys. Rev., 1964, 136 (3B), 683.
- 5 - Auble (R.L.), Ball (J.B.), Fulmer (C.B.)
Nuclear Phys., 1968, A 116, 14.
- 6 - Ejeri (H.), Ishihara (M.), Sakaï (M.), Inamura (T.), Katori (K.)
J. of the Phys. Soc. Of Japan, 1966, 21 (6), 1021.
- 7 - Bergström (I.), Heerlander (C.J.), Kerek (A.) et Luukko (A.)
International Conference on Nuclear Structure, TOKYO,
7-13 Sept. 1967, Contributions p. 161, Proceedings p. 659
Nuclear Phys. 1969, A 123, 99.

Luukko (A.) Kerek (A.) Rezanka (I.) et Heerlander (C.J.)
Nuclear Phys., 1969, A 135, 49.
- 8 - Betigeri (M.G.) et Morinaga (H.)
Nuclear Phys., 1967, A 95, 176.
- 9 - Chaturvedi (R.R.), Bushnell (D.) Smither (R.K.)
B.A.P.S., 1967, 13 (7), 1064 et Nuclear Data Tables, 1968, A5 (1,2), 66.
- 10 - Stelson (P.H.) et Grodzins (L.)
Nuclear Data, 1965, 1, 21.
- 11 - Stokstad (R.G.) et Hall (I.)
B.A.P.S., 1967, 12, 35. Nuclear Phys., 1967, A 99, 607.
- De Boer (J.)
Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure,
Tokyo 7-13 sept. 1967, p. 199.

Christy (A.), Hall (I.), Harper (R.P.), Naquib (I.M.) et Wakefield (B.),
Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure,
MONTREAL, 1969, p. 99.

Stelson (P.H.) et al., Meeting on Coulomb Excitation,
COPENHAGUE, 1966.
- 12 - Nathan (O.) et Popov (V.I.)
Nuclear Phys., 1960, 21, 631.

Hansen (O.) et Nathan (O.)
Nuclear Phys., 1962, 37, 177 et 1963, 42, 197.
- 13 - Grangrskiï (Yu.P.) et Lemberg (I. Kh.)
Soviet Physics (J.E.T.P.), 1962, 15 (4), 711.

- Stelson (P.H.) et Mc Gowan (F.K.)
Phys. Rev., 1961, 121 (1), 209.
- 14 - Lombard (R.J.) et Campi-Benet (X.)
Nuclear Phys., 1966, 83(2), 303 et 1968, A 114, 449.
- 15 - Alaga (G.G.)
Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Ecole d'été
Varenna, 20 Juin, 27 Juillet 1967.
- Alaga (G.G.), Krmpotic (F.) et Lopac (V.)
Physics Letters, 1967, 24 B (11), 537 et Semi-Microscopic Description
Of Even Cd and Te Spectra (publication interne) Institut "Ruder Boskovic"-
Zagreb 1967.
- 16 - Mc Gowan (F.K.), Robinson (R.L.), Stelson (P.H.), Ford (J.L.C.)
Nuclear Phys., 1965, 66, 97 et 1968, A 113, 529.
- Robinson (R.L.), Mc Gowan (F.K.), Stelson (P.H.), Milner (W.T.)
et Sayer (R.O)
Nuclear Phys. 1969, A 123, 193, 1969, A 124, 553 et 1969, A 129, 687
- 17 - Lagrange (J-M.), Albouy (G.) Pautrat (M.), Poffé (N.) et Sergolle (H.)
Journal de Physique, 1968, C1, 191.
- 18 - Lagrange (J-M.)
Journal de Physique 1969, 30 (11 et 12), 893.
- 19 - Alder (K.), Bohr (A.), Huus (T.), Mottelson (B.) et Winther (A.)
R.M.P., 1956, 28(4), 432.
- 20 - Siegbahn (K.)
Alpha, Beta and Gamma Ray - Spectroscopie ; North-Holland Publishing Company
(Amsterdam), 1966 p. 1965.
- 21 - Alder (K.) et Winther (A.)
Nuclear Phys., 1962, 37, 194.
- 22 - Douglas (A.C.)
Nuclear Phys., 1963, 42, 428 et
Simonius (M.), Bieter (W.), Zwicky (A.), Alder (K.)
Helvetica Phys. Acta, 1965, 38, 669.
- 23 - Alder (K.) et Winther (A.)
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1960, 32 (8)
- 24 - Alkazov (D.G.), Grangrski (Y.P.), Lemberg (I. Kh.)
Izv. Ak. N. URSS, 1964, 28 (2), 232.
- 25 - Samuel (M.) et Smilanski (U.)
Physics Letters, 1968, 28B (5), 318 ;
Leclercq-Willain - Thèse Bruxelles, 1968.
- 26 - Cookson (I.A.) et Darcey (W.)
Nuclear Phys., 1965, 62, 326.
- 27 - Morinaga (H.)
Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure
(Tokyo - 7-13 Sept. 1967, p. 141).
- Bemis (C.E.) et Gordon (G.E.)
Rapport M.I.T., 1964, 905, 19.
- 28 - Kisslinger (L.S.) et Sorensen (R.A.)
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1960, 32 (9) et
R.M.P., 1963, 35(4), 853.

- 29 - Veje (C.J.)
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1966, 35 (1).
- 30 - Tamura (T.) et Udagawa (T.)
Phys. Rev., 1966, 150, 783.
- 31 - Gove (H.E.)
Herceg-Noví Summer Meeting Proceeding, 1966, p. 111.
- 32 - Baranger (M.) et Kumar (K.)
Nuclear Phys., 1965, 62, 113 ; 1968, A 110, 490 ; 1968, A 110, 529.
- 33 - Arseniev (D.A.), Sobiczewski (A.) et Soloviev (V.G.)
Nuclear Phys., 1969, A 126, 15 et 1969, A 139, 269.
- 34 - Poffé (N.)
Thèse Paris-Orsay, 1964.
- 35 - Lagrange (J.M.)
Comptes Rendus Acad. Sc. Paris, 1968, 267 (B), 1354.
- 36 - Lagrange (J.-M.), Albouy (G.), Marcus (L.), Pautrat (M.),
Sergolle (H.) et Rahmouni (O.)
Ann. Phys., 1967, 2, 141.
- 37 - Stelson (P.H.)
Phys. Rev., 1967, 157 (4), 1098.
- 38 - Zirnheld (J.P.) et Henck (R.)
Journal de Physique 1968, 29, 144.
- 39 - Meyer (R.A.), Walters (W.B.) et Ragaini (R.C.)
B.A.P.S., 1968, 13 (1), 69 ; et Nuclear Phys., 1969, A 127, 595.
- 40 - Grigoriev (E.P.), Zolotavin (A.V.), Sergueiev (V.O.) et Sosbov (M.I.)
Conférence de Spectrométrie Nucléaire, Riga, 25 Janvier, 2 février 1968,
p. 58 ; et Bull. Acad. Sc., URSS, 1968, 32 (5), 773.
- 41 - Auer (I.P.), Reidy (J.J.) et Wiedenbeeck (M.L.)
Nuclear Phys. 1969, A 124, 199.
- 42 - Girgis (R.K.)
Thèse Amsterdam, 1959.
Girgis (R.K.) et Van Lieshout (R.)
Physica, 1959, 25, 133.
- 43 - Zhelev (Z.H.), Zaitseva (N.G.), Loschilov (M.G.), Nazarov (M.K.),
Sabirot (S.S.) et Urbanec (I.)
International Symposium on Nuclear Structure, DOUBNA 4-11 Juillet 1968, p. 17.
- 44 - Patnaik (B.K.)
B.A.P.S., 1966, 11, 395.
- 45 - Meyer (R.A.), Ragaini (R.C.) et Walters (W.B.)
B.A.P.S. 1968, 13, 624
Phys. Rev. Letters, 1969, 23 (15), A 10.
- 46 - Gorjankin (V.M.) et Sukhotin (L.N.)
Conférence de Spectrométrie Nucléaire, ERIVAN, Janvier-Février 1969.
- 47 - Betchvarj (F.), Jelev (J.T.), Zaitseva (N.J.), Lochtchilov (M.G.),
Nazarov (O.K.), Sabirov (S.S.)
Conférence de Spectrométrie Nucléaire, ERIVAN, Janvier-Février 1969.

- 48 - Vanhorenbeeck (J.)
Thèse Bruxelles, 1962, N clear Phys., 1962, 37, 90.
- 49 - Zolotavin (A.V.), Grigoriev (E.P.) et Abravian (M.A.)
Izvest. Acad. Nauk., S.S.S.R., Ser. Fiz., 1956, 20 (3), 289.
- 50 - Dzelepov (B.S.) et Zhukovsky (N.N.)
Nuclear Phys., 1958, 6, 655 et 1965, 10, 96.
- 51 - Dorikens-Vanpraert (L.), Demuyne (J.) et Dorikens (M.)
Nucl. Phys., 1965, 73, 539.
- 52 - Binon (F.) et Vervier (J.)
Journal de Physique, 1963, 24, 929.
- 53 - Steffen (R.M.)
Phys. Rev., 1961, 124, 145 et 150 ; Phys. Rev., 1961, 123, 1787.
- 54 - Paul (H.)
Phys. Rev., 1961, 121 (4), 1175.
- 55 - Moreau (J.)
Rapport C.E.A. n° 334 et 342, 1954.
- 56 - Glaubman (M.J.)
Phys. Rev., 1955, 98 (3), 645 et 1955, 99, 659.
- 57 - Farrelly (B.), Koerts (L.), Benczer (N.), Van Lieshout (R.) et Wu (C.S.)
Phys. Rev., 1955, 98, 1172 et 1955, 99 (5), 1440.
- 58 - Perlman (M.L.), Welker (J.P.) et Wolpberg (M.)
Phys. Rev., 1958, 2, 381.
- 59 - Lindquist (T.) et Marklund (I.)
Nuclear Phys., 1957, 4, 189.
- 60 - De Croes (M.), Deutsch (J.P.), Lipnik (P.)
Journal de Physique, 1960, 21, 442.
- 61 - Hsue (S.T.), Kim (M.U.), Langer (L.M.), Piel (W.F.) et Spejewski (E.H.)
Nuclear Phys., 1968, A 117, 686.
- 62 - Sakai (M.), Yamazaki (T.), Ejiri (H.)
Nuclear Phys., 1965, 74, 81.
- 63 - Jha (S.)
Phys. Rev., 1963, 132, 2639.
- 64 - Mathur (H.B.) et Hyde (E.K.)
Phys. Rev., 1954, 96 (1), 126.
- 65 - Spejewski (E.H.)
B.A.P.S., 1968, 13, 624.
Spejewski (E.E.), Hopke (P.K.) et Loese (F.W.)
Princeton - Pennsylvania Accelerator, rapport interne
Réf : PPAR 13, 19 juin 1969;
Phys. Rev. Letters, 1969, 23 (15), A9.
- 66 - Perlman (I.) et al..
Phys. Rev., 1950, 78, 189 ; 1954, 95, 133.
- 67 - Kuznetsova (M. Ya.) et al..
J. Nuclear Ener., 1959, 9, 240 ; Radiokhimiya, 1960, 2, 451.
- 68 - Lagrange (J-M.)
Comptes Rendus Acad. Sc. Paris, 1968, 267 (B), 1447.

- 69 - Aagaard (P.) et al..
J. Inorg. Nucl. Chem., 1957, 5, 105.
- 70 - Arlt (R.), Jelev (J.T.), Zaïtseva (N.T.), Lochtchilov (M.H.),
Penev (I.), Sabirov (S.S.)
Conférence de Spectrométrie Nucléaire, ERIVAN, Janvier-Février 1969.
- 71 - Lagrange (J-M.)
Comptes Rendus Acad. Ac. Paris : à paraître
- 72 - Ladenbauer-Bellis (I.M.) et Bakhru (H.)
Phys. Rev., 1968, 175 (4), 1507.
- 73 - Andersson (H.), Rudstam (H.) et Sorensen (H.)
Arkiv För Fysik, 1964, 28 (3), 37.
- 74 - Hansen (P.G.) et al...
Physics Letters, 1969, 28 B (6), 415.
- 75 - Lagrange (J-M.), Albouy (G.), Pautrat (M.), Sergolle (H.) et
Vanhorenbeeck (J.)
Comptes Rendus Acad. Sc. Paris, 1969, 268B, 1036.
- 76 - Lederer (C.M.), Hollander (J.M.) et Perlman (I.)
Table of isotopes, 6 th ed. (Wiley and Sons, Inc., New-York, 1967).
- 77 - Marion (J.B.)
Nuclear Data, 1968, A4, 301.
- 78 - Edwards (W.F.), Boehm (F.), Rogers (I.) et Seppi (E.J.)
Nuclear Phys., 1965, 63, 97.
- 79 - White (D.H.) et Groves (D.J.)
Nuclear Phys. 1967, A 91, 45
B.A.P.S., 1968, 11, 493 et Nuclear Inst. and Methods, 1968, 66, 70.
- 80 - Black (W.W.) et Heath (R.L.)
Nuclear Phys., 1967, A 90, 650.
- 81 - Ramayya (A.V.), Hamilton (J.H.), Brahmavar (S.M.) et
Pinajian (J.J.)
Physics Letters, 1967, 24B (1), 49.
- 82 - Buhler (S.) et Marcus (L.)
Nuclear Inst. and Methods, 1967, 50, 170.
- 83 - Marcus (L.)
Comptes Rendus Acad. Sc. Paris, 1967, 264B, 1279.
- 84 - Deschamps (J.), Le Scornet (J.C.), Marcus (L.)
Revue de Physique Appliquée, 1967, 2, 114.
- 85 - Gerschell (C.)
Thèse Paris-Orsay, 1968 et Nuclear Phys., 1968, A 108 (2), 337.
Gazaï
D.E.S., Paris-Orsay, 1966.
- 86 - Bouloumie (J.)
D.E.S., Paris-Orsay, 1966.
Sergolle (H.), Albouy (G.), Bouloumie (J.), Lagrange (J-M.), Marcus (L.) et
Pautrat (M.)
Journal de Physique, 1967, 28, 383 et 1968, C 1, 187.
- 87 - Jourdain (J.C.)
D.E.S., Paris-Orsay, 1967.

- 88 - Sergolle (H.)
Thèse Paris-Orsay, 1969 et Comptes-Rendus Acad. Sc. Paris, 1968, 266 (B), 434 et 633 ; 1968, 267 (B), 1042 ; 1969, 268 (B), 701.
- 89 - Rahmouni (O.)
Thèse Paris-Orsay, 1969.
- 90 - Sakai (M.)
Proceedings of the International Conference on nuclear structure
TOKYO, 7-13, Septembre 1967, p. 577.
- 91 - Marumori (T.), Yamamura (M.), Shono (Y.) et Tokunaga (A.)
Proceedings of the International Conference on nuclear structure
TOKYO, 7-13 Septembre 1967, p. 581.
- 92 - Wong
Nuclear Data, 1968, A4, 271.
- 93 - Alder (K.) et Winther (A.)
Coulomb Excitation Academic Press, NEW-YORK-LONDON, 1966.
- 94 - Temmer (G.M.) et Heydenberg (N.P.)
Phys. Rev., 1956, 104, 967.
- 95 - Stelson (P.H.) et Mac Gowan (F.K.)
Phys. Rev., 1958, 110, 489.
- 96 - Lagrange (J.-M.), Albouy (G.), Pautrat (M.), Poffé (N.), Sergolle (H.) et Vanhorenbeeck (J.)
Journal de Physique (à paraître).
- 97 - Freed (N.) et Kisslinger (L.S.)
Nuclear Phys., 1968, A 116, 401.
- 98 - Potnis (R.V.) et Rao (G.N.)
Nuclear Phys., 1963, 42, 620.
- 99 - Koch (J.)
Nuclear Phys., 1967, A 103, 300.
- 100- Cohen (B.L.) et Price (R.E.)
Phys. Rev., 1961, 121, 1441.
- 101- Fulmer (R.A.), Mc CARTHY (A.L.), Cohen (B.L.)
Phys. Rev., 1962, 128, 1302.
- 102- Bruge (G.) et al..
Physics Letters, 1966, 22, 654 et
Thèse Paris-Orsay, 1967.
- 103- Barreau (P.) et Bellicard (J.)
Journal de Physique, 1968, C1, 185.
- 104- Lopac (V.)
Thèse, Zagreb, 1967 et Nuclear Phys., 1969, A 138, 19.
- 105- Borchers (R.R.), Bronson (J.D.), Murnick (D.E.) et Grodzins (L.)
Phys. Rev. Letters, 1966, 17, 1094 et B.A.P.S., 1967, 12, 528.
- 106- Bhattacharjee (S.K.), Bowman (J.D.) et Kaufmann (E.N.)
Phys. Letters, 1967, 24B, 651.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

ORSAY, le 12 FEVRIER 1970.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,



G. Poitou

G. POITOU.

~~Vu :~~

~~et Permis d'imprimer :~~

~~Le Recteur de l'Académie
de Paris,~~

